

Fensterkühlung für solare Hochtemperatur-Receiver

Von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart
genehmigte Abhandlung zur Erlangung des akademischen
Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

Vorgelegt von

Marc Röger

aus Heilbronn

Hauptberichter:	Prof. Dr. Dr.-Ing. habil. H. Müller-Steinhagen
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. habil. E. Laurien

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Oktober 2005

Institut für Thermodynamik und Wärmetechnik

2005

Forschungsbericht

Fensterkühlung für solare Hochtemperatur-Receiver

Marc Röger

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Technische Thermodynamik



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e.V.
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Diese Arbeit erscheint gleichzeitig als von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Technische Thermodynamik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Stuttgart. Sie wurde im Rahmen der vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie und der Europäischen Union geförderten Projekte REFOS-2 und SOLGATE angefertigt.

Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter Herrn Prof. Dr. Dr.-Ing. habil. H. Müller-Stenhagen für die Unterstützung und Betreuung der Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptberichts. Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. E. Laurien vom Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart bedanke ich mich für die Übernahme des Mitberichts. Herrn Prof. Dr.-Ing. E. Göde vom Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen der Universität Stuttgart danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Weiterhin danken möchte ich den zahlreichen Kollegen am DLR, die auf verschiedenste Art zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Herr Dr. R. Buck ermöglichte mir als Leiter der Fachgruppe Hochtemperatursysteme die Anfertigung dieser Arbeit in seiner Gruppe. Für die gewährten Arbeitsmöglichkeiten, die fachlichen Diskussionen und das Korrekturlesen der Arbeit bedanke ich mich herzlich. Ebenso möchte ich mich bei meinen Stuttgarter Kollegen der Fachgruppe Hochtemperatursysteme bedanken, ohne deren Einsatz die solaren Feldmessungen nicht möglich gewesen wären. Bei Herrn Dr. S. Möller bedanke ich mich für die gute Arbeitsatmosphäre im gemeinsamen Büro und für sein offenes Ohr bei meinen Anliegen. Den Herrn Dr. M. Eck und Dr. W.-D. Steinmann danke ich für die zahlreichen, fachlichen Diskussionen und Anregungen im Laufe der Arbeit und des Zusammenschriebs. Bei Herrn Dr. W. Schnurnberger bedanke ich mich für die Korrekturvorschläge für das Manuskript. Herrn W. Schröder und allen Mitarbeitern des Stuttgarter Elektroniklabors danke ich für die Unterstützung und Beratung beim Aufbau des Labormessstandes.

Danken möchte ich auch den deutschen und spanischen Kollegen auf der Plataforma Solar de Almería (PSA), insbesondere den Herrn M. Pfänder, T. Denk und Dr. S. Ulmer für die gute Zusammenarbeit bei Durchführung und Auswertung der Solarversuche.

Außer den hier namentlich genannten möchte ich mich bei allen Kollegen für ihre Unterstützung und die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Mein Dank gilt zudem den zahlreichen Student(innen), die mit ihrer Praktikantentätigkeit, Studien- bzw. Diplomarbeit wichtige Beiträge für das Gelingen dieser Arbeit geliefert haben: M. Bittmann, J. Bongardt, T. Borde, D. Dankha, C. Emmerich, F. Ferlemann, N. Frank, T. Koller, J. Lehner, G. Lepage und A. Wolf.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. W. Heidemann vom Institut für Thermodynamik und Wärmetechnik der Universität Stuttgart für die gute Zusammenarbeit und den fachlichen Austausch.

Mein besonderer Dank gilt vor allem meinen Eltern und meinen Freunden, die mich auf meinem Weg begleitet und unterstützt haben.

Wer an der Küste bleibt,
kann keine neuen Ozeane entdecken.

F. Magellan

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen.....	VIII
Kurzfassung / Abstract	XIII
1 Einleitung und Zielsetzung	1
2 Solarthermische Stromerzeugung.....	4
2.1 Technologien	4
2.2 Receiverkonzepte für Solarturm-Kraftwerke	5
2.2.1 Überblick über verschiedene Konzepte	5
2.2.2 Geschlossene, druckbeaufschlagte Receiver	6
2.2.3 Motivation zur Steigerung der Receiveraustrittstemperatur	10
3 Thermodynamisches Receivermodell	11
3.1 Strahlungsphysikalische Daten.....	11
3.2 Modellierung des Receivers	13
3.2.1 Solarstrahlung	13
3.2.2 Wärmestrahlung	14
3.2.3 Konvektionswärmeströme	20
3.3 Lösungsansätze zur Reduktion der Fenstertemperatur.....	21
3.3.1 Passive Maßnahmen.....	21
3.3.2 Aktive Maßnahmen.....	22
3.4 Simulationsergebnisse	25
3.4.1 Ohne Fensterkühlung	25
3.4.2 Mit externer Fensterkühlung.....	27
3.4.3 Halbkugel-Fenster	28
4 Grundlagen der externen Fensterkühlung.....	30
4.1 Stand des Wissens Strahlströmungen.....	30
4.2 Untersuchte Kühlkonfigurationen	32
4.3 Dimensionsanalyse	32
4.3.1 Einflussgrößen und dimensionslose Kennzahlen.....	33
4.3.2 Definitionen der wichtigsten Größen	35
5 Strömungssimulationen zur externen Fensterkühlung.....	38
5.1 Modellaufbau.....	38
5.1.1 Strömungsgebiet und Vernetzung.....	39
5.1.2 Randbedingungen	41
5.1.3 Eingesetzte Modelle und Löser.....	42
5.2 Qualitätssicherung und Fehlerbetrachtung.....	45
5.2.1 Beschreibung der Fehler	45
5.2.2 Abschätzung der Fehler	45

6 Labormessungen zur externen Fensterkühlung	51
6.1 Stand des Wissens Wärmeübergangsmessungen.....	51
6.1.1 Stationäre Messverfahren	52
6.1.2 Transiente Messverfahren	53
6.1.3 Analogie-Verfahren.....	55
6.1.4 Berührungslose Temperaturmessverfahren	56
6.1.5 Auswahl eines geeigneten Messverfahrens	56
6.2 Angewandtes periodisch-transientes Messverfahren.....	58
6.2.1 Wärmeleitgleichung und analytische Lösung	59
6.2.2 Beschreibung des Systemverhaltens	63
6.2.3 Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten	64
6.3 Aufbau des Teststandes	66
6.3.1 Beheizungsanordnung.....	68
6.3.2 Substrat und Sekundärkonzentrator-Struktur	69
6.3.3 Luftversorgung, Luftverteilung und Düsen.....	70
6.3.4 Thermografie-System	72
6.3.5 Datenerfassung	73
6.4 Durchführung und Auswerteprozedur der Messungen.....	73
6.4.1 Vorbereitende Kalibriermessungen	73
6.4.2 Versuchsparmeter und Messkampagne	78
6.4.3 Auswerteprozedur zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten	79
6.5 Überprüfung der Annahmen	83
6.6 Fehlerbetrachtung	84
6.6.1 Unsicherheiten im konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten	84
6.6.2 Gegenüberstellung der Ergebnisse zweier Messverfahren.....	87
7 Ergebnisse aus Simulationen und Labormessungen	88
7.1 Übertragung der Messergebnisse auf Randbedingungen der Simulation.....	88
7.1.1 Fluidreferenztemperatur für den Wärmeübergangskoeffizienten	88
7.1.2 Einfluss variabler Stoffwerte.....	89
7.1.3 Einfluss der freien Konvektion.....	90
7.1.4 Unterschiede in den Randbedingungen.....	90
7.2 Vergleich Wärmeübergang aus Strömungssimulation und Labormessung.....	94
7.3 Symmetrische Konfiguration ohne Drall.....	97
7.3.1 Strömungsfeld	98
7.3.2 Wärmeübergang	100
7.3.3 Fenstertemperaturen	102
7.4 Symmetrische Konfiguration mit Drall	103
7.4.1 Strömungsfeld und Wärmeübergang.....	104
7.4.2 Fenstertemperaturen	105
7.5 Asymmetrische Konfiguration mit Massenstrom-Pulsation.....	106
7.5.1 Strömungsfeld	106
7.5.2 Wärmeübergang	108
7.5.3 Fenstertemperaturen	112

7.6 Auswahl der optimalen Kühlkonfiguration	113
7.6.1 Optimale Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten	113
7.6.2 Optimale Düsenaustrittsdurchmesser für minimalen Energieverbrauch	115
7.6.3 Vergleichende Gegenüberstellung der Kühlkonfigurationen	118
7.6.4 Einfluss der Umlaufperiodendauer bei Massenstrom-Pulsation.....	119
7.7 Leitfaden für eine Auslegung der externen Fensterkühlung	121
8 Feldmessungen zur externen Fensterkühlung	122
8.1 Beschreibung der solaren Testeinrichtung	122
8.2 Durchgeführte Messungen	123
8.3 Messergebnisse im Vergleich mit Simulationsrechnungen.....	124
8.3.1 Versuche ohne Fensterkühlung.....	125
8.3.2 Versuche mit Fensterkühlung	127
8.3.3 Zusammenfassung der solaren Tests	131
9 Zusammenfassung	132
A Fluidreferenztemperatur für den Wärmeübergangskoeffizienten	135
B Gleichungen zur homogenen Gitterverfeinerungsstudie	137
C Gleichungen des periodisch-transienten Messverfahrens für die Platte	140
D Projektion der Glasdicke auf die Thermografie-Bilder.....	143
D.1 Zentralprojektion	143
D.2 Ermittlung der inneren und äußeren Orientierung	144
E Überprüfung der Annahmen für periodisch-transientes Messverfahren	146
E.1 Laterale Wärmeleitung	146
E.2 Nicht-konstante Stoffdaten über die Wanddicke.....	149
E.3 Nicht-konstante Fluidtemperatur.....	149
F Details zur Fehlerbetrachtung für periodisch-transientes Messverfahren.....	153
F.1 Übersicht über Eingangsgrößen und ihre Unsicherheiten.....	153
F.2 Örtliche Verteilung der relativen Unsicherheit	156
Literaturverzeichnis.....	157

Formelzeichen

Große lateinische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A, B	Konstanten	-
A	Absorptionsgrad, Amplitudengang	-
A	Oberfläche, Querschnittsfläche	m^2
A	tatsächlicher Fehler	%
Bi	Biot-Zahl	-
D	Drehmatrix	
E	Bestrahlungsstärke	kW/m^2
E	Emissionsgrad	-
E	geschätzter Fehler	%
E_p	Parameter der Gitterverfeinerung	-
Ec	Eckert-Zahl	-
F_{ij}	Formfaktor Fläche $i \rightarrow j$	-
F_s	Sicherheitsfaktor	-
Fo	Fourier-Zahl	-
G	Übertragungsfunktion, Frequenzgang	-
Ga	Galilei-Zahl	-
GCI	Gitterkonvergenzindex	%
Gr	Grashof-Zahl	-
I	Turbulenzintensität	%
L	Lauflänge Fenster	m
$\dot{M}_{Düse, ges}$	gesamter Massenstrom aller Düsen	kg/s
\dot{M}_{tot}	gesamter Massenstrom aller Düsen, einschließlich Entrainment	kg/s
$M_{\lambda, S}$	spezifische Ausstrahlung Schwarzkörper	$\text{W/m}^2 \mu\text{m}$
N	Anzahl der Zonen, Zellvolumina bzw. Pixel	-
Nu	Nusselt-Zahl	-
P	Leistung	W
Pr	Prandtl-Zahl	-
\dot{Q}	Wärmestrom	W
R	Reflexionsgrad, Entrainment-Quotient	-
R_{Nu}	Variationsbreite einer Nusselt-Zahl-Verteilung	-
Re	Reynolds-Zahl	-
Sc	Schmidt-Zahl	-
Sh	Sherwood-Zahl	-
T	Transmissionsgrad	-
T	Temperatur	K, °C
T_{per}	Periodendauer	s
\dot{V}	Volumenstrom	m^3/h
X_a	Ausgangssignal	-
X_e	Eingangssignal	-
X, Y, Z	kartesische Koordinaten (Objektkoordinatensystem)	m

Kleine lateinische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Einheit
a	Temperaturleitfähigkeit	m^2/s
a	Parameter	-
b	Breite einer Rechtecksdüse	m
c	Hilfsgröße	-
c	Parameter der inneren Orientierung	m
c_p	spezifische, isobare Wärmekapazität	J/kg K
d	Durchmesser	m
d_h	hydraulischer Durchmesser	m
f	Frequenz	Hz
$f_{\lambda T}$	Bruchteilfunktion	-
g	Gravitationskonstante	m/s^2
h	Höhe	m
$h_{\text{eff}, \text{norm}}$	normierter, effektiver Gitterabstand	-
i	komplexe Zahl $\sqrt{-1}$	-
k	Absorptionskonstante	-
k	turbulente, kinetische Energie	m^2/s^2
k	Wandrauhigkeit	m
k	Zählindex	-
l	Länge einer Rechtecksdüse	m
m	Anzahl der Wellenlängenbänder, Skalierungsfaktor	-
n	Brechungsindex, Anzahl der Düsen	-
n_0	Flächenverhältnis einer Düse	-
p	Ordnung des Diskretisierungsschemas	-
p	Druck	bar
\dot{q}	Wärmestromdichte	W/m^2
r	Gitterverfeinerungsverhältnis, Korrelationskoeffizient	-
r	Radius	m
r_{ij}	Einträge der Drehmatrix D	m
s	Parameter der Laplace-Transformation	s^{-1}
s	Standardabweichung	-
t	Zeit	s
u	Standardunsicherheit	
w_m	mittlere Geschwindigkeit	m/s
x, y, z	kartesische Koordinaten	m
x', y', z'	kartesische Koordinaten (Bildkoordinatensystem)	m

Griechische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Einheit
α	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
α^*	gemessener Wärmeübergangskoeffizient (Konvektion und Strahlung)	W/m ² K
γ	Variable für Stoffwerte	
Δ	Differenz	-
δ	Dicke	m
δ_{kj}	Kronecker-Symbol	-
ε	Emissivität	-
ε	relative Abweichung	%
ε	turbulente Dissipation	m ² /s ³
ζ	dimensionslose Ortskoordinate	-
η	dynamische Viskosität	kg/m s
θ	dimensionslose Temperatur	-
ϑ	Laplace-transformierte, dimensionslose Temperatur	-
ϑ	Polarwinkel	°
κ	Drehwinkel	°
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/m K
λ	Wellenlänge	μm
ν	kinematische Viskosität	m ² /s
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	W/m ² K ⁴
τ	Reintransmissionsgrad, dimensionslose Zeit	-
τ	Zeitkonstante	s
ϕ	Umfangsposition	°
φ	Azimutwinkel, Drehwinkel, Phasengang, Phasenverschiebung	°
φ	Geschwindigkeitskoeffizient	-
ω	Drehwinkel	°
ω	Kreisfrequenz; spezifische, turbulente Dissipation	s ⁻¹

Indizes

Symbol	Bezeichnung
<i>a, ab</i>	abgegeben (Strahlung), abgegeben (Strahlung und Konvektion)
<i>abs</i>	absorbiert, Auslassabsorber
<i>ad</i>	adiabat
<i>aus</i>	Austritts-
<i>c</i>	kombiniert
<i>c.p.</i>	konstante Stoffwerte (constant properties)
<i>e</i>	einfallend (Strahlung)
<i>eff</i>	Effektivwert
<i>ein</i>	am Eintritt des Strömungsgebietes, Eintritts-, eindringend
<i>el</i>	elektrisch
<i>emis</i>	emittiert
<i>ext</i>	extern, außen
<i>F</i>	Fenster
<i>f</i>	Fluid
<i>geg</i>	gegeben
<i>heiz</i>	Beheizung
<i>IR</i>	Wärmestrahlung
<i>i, j, k</i>	Zählindex, Gitterindex
<i>int</i>	intern, innen
<i>is</i>	isentrop
<i>kA, kB</i>	Oberflächenelement
<i>konv</i>	konvektiv
<i>kühl</i>	kühlseitig
<i>k, Beh / L</i>	Korrektur Beheizung / Lackschicht
<i>leit</i>	Wärmeleitung
<i>m</i>	gemittelt
<i>max</i>	maximal
<i>mess</i>	gemessen
<i>norm</i>	normiert
<i>P</i>	Punkt P auf Fensteroberfläche
<i>quad</i>	quadratische Addition
<i>rad</i>	Strahlung
<i>real</i>	tatsächlicher Wert
<i>S</i>	Sättigungszustand
<i>sol</i>	solar
<i>stat</i>	statistisch
<i>str</i>	Strahlung
<i>sys</i>	systematisch
<i>t</i>	turbulent
<i>th</i>	thermisch
<i>total</i>	gesamt
<i>U</i>	Umgebung
<i>verl</i>	Verlust
<i>VIS</i>	sichtbare Strahlung
<i>w</i>	Wand
<i>zu</i>	zugeführt
<i>0</i>	Ausgangszustand, Ursprungskoordinaten
<i>1, 2</i>	Kühl-, Beheizungsseite
<i>λ</i>	spektral

Hochgestellte Zeichen

Symbol	Bezeichnung
k	Iteration
m	Reynolds-Zahl-Exponent
n	Prandtl-Zahl-Exponent
p	Exponent des Stoffwert- bzw. Temperaturverhältnisses
T	transponiert
-1	invertiert
$+$	dimensionslose Größe
$-$	Mittelwert
\rightarrow	Vektor
\wedge	Amplitude
$'$	Abweichung vom Mittelwert (stochastisch)

Abkürzungen

Symbol	Bezeichnung
AP	A im P oint (Zielpunkt für Heliostate)
CCD	C harge- C oupled D evice
CFD	C omputational F luid D ynamics
CIEMAT	C entro de I vestigaciones E nergéticas, M edioambientales y T ecnológicas
DLR	D eutsches Z entrum für L uft- und R aumfahrt e.V.
DNI	D irect N ormal I rradiation (solarer Direktstrahlungsanteil)
DNS	D irekte n umerische S imulation
GuD	kombinierter G as – und D ampfturbinenprozess
HT, MT, NT	H ochtemperatur, M itteltemperatur, N iedertemperatur
IEA	I nternational E nergy A gency
ISO	I nternational O rganization for S tandardization
LES	L arge E ddy S imulation
PSA	P lataforma S olar de A lmería, Spanien
RANS	R eynolds- a veraged N avier- S tokes Gleichungen
REFOS	R eceiver für solar- f ossile Kraftwerke
RSM	R eynolds S tress M odel
SIMPLE	S emi- I mplicit M ethod for P ressure- L inked E quations
SOLREWIN	Thermal S olar R eceiver W indow Calculation
SST	S hear- S tress T ransport
UTC	C oordinated U niversal T ime (koordinierte Weltzeit)
WIS	W eizmann I nstitute of S cience, Rehovot, Israel

Kurzfassung

In der Entwicklung solarthermischer Receiver für solar-fossile GuD-Kraftwerke werden hohe Receiverluftaustrittstemperaturen angestrebt. Dies ermöglicht die Erhöhung des Anteils solar erzeugten Stromes. Eine Steigerung der Austrittstemperatur über 800°C führt jedoch bei volumetrischen Druckreceivern zu einer Überhitzung des Quarzglasfensters. In der vorliegenden Arbeit wird das Problem mit einer externen Fensterkühlung, bei der das konkav geformte Fenster durch Anblasen mit mehreren Luftstrahlen gekühlt wird, gelöst. Zunächst wird zur detaillierten Analyse der Fensterüberhitzung ein thermodynamisches Receivermodell erstellt. Anschließend werden verschiedene Kühlkonfigurationen mit Hilfe von Strömungssimulationen und einem Labormessstand untersucht. Für die experimentellen Untersuchungen wird ein periodisch-transientes Messverfahren zur Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten in hoher örtlicher Auflösung auf zweiachsig gekrümmten Oberflächen weiterentwickelt. Die numerischen und experimentellen Untersuchungen zeigen, dass aufgrund der räumlichen Restriktionen hinsichtlich der Düsenpositionierung eine asymmetrische Kühlkonfiguration mit Luftmassenstrom-Pulsation die beste Lösung darstellt. Solare Tests an einer Versuchsanlage im realen Maßstab validieren die in dieser Arbeit entwickelten Modelle und Korrelationen.

Stichworte:

Solarturm-Kraftwerke – Hochtemperatur – Druckbeaufschlagter volumetrischer Receiver – Quarzglasfenster – Kühlung – Strahlströmung – CFD – Messtechnik – Periodisch-transient – Wärmeübergang

Abstract

In solar thermal receiver development for solar-fossil combined cycle power plants, high receiver air outlet temperatures are desirable to increase the solar share of electricity generation. However, an increase in outlet temperature above 800°C in volumetric, pressurized receivers causes the quartz glass window to overheat. In this work, the problem is solved through the use of an external window cooling system. Cooling is done by several air jets incident on the concave window. First, a thermodynamic receiver model is developed for a detailed analysis of excess window heating. Then, different cooling configurations are examined in CFD simulations and laboratory measurements. For the experimental investigation, a periodic-transient technique for high spatial resolution measurement of the convective heat transfer coefficient on two-dimensionally curved surfaces was further developed. Numerical and experimental studies show that, due to spatial limitations for positioning the nozzles, an asymmetric cooling configuration with air mass flow pulsation is the best solution. Full-scale solar testing validates the models and correlations developed in this work.

Key words:

Solar tower power plant – High temperature – Volumetric pressurized receiver – Quartz glass window – Cooling – Jet flow – CFD – Measurement – Periodic-transient – Heat transfer

1 Einleitung und Zielsetzung

Der Brundtland-Bericht der Weltkommission für Umwelt und Entwicklung [1] definiert den Begriff der „nachhaltigen Entwicklung“ im Spannungsfeld ökologischer, wirtschaftlicher und sozialer Grundbedürfnisse der Menschheit. Der ganzheitliche Ansatz umfasst die Entwicklung aller Nationen der Erde ohne dabei die Entwicklungschancen nachfolgender Generationen zu beeinträchtigen. Angesichts einer stark wachsenden Weltbevölkerung und einer verstärkten Industrialisierung von Schwellenländern auf der einen Seite und begrenzter Ressourcen und begrenzter Aufnahmefähigkeit unserer Erde für Schadstoffe auf der anderen Seite ist eine Ausrichtung menschlichen Handels am Leitbild „Nachhaltigkeit“ unumgänglich.

Eine ökologische, ökonomische und gesellschaftlich akzeptierte Energieversorgung ist eine der Voraussetzungen für nachhaltige Entwicklung. Im Jahr 2030 wird die Weltbevölkerung bei knapp 8,1 Milliarden Menschen liegen. Im World Energy Outlook der IEA [2] wird in einem Referenzszenario (keine weiteren Maßnahmen) bis zum Jahr 2030 von einer Steigerung der weltweiten Energienachfrage um 60% gegenüber 2002 ausgegangen, wobei der Anteil der fossilen Energieträger 2030 bei 82% liegen würde. Dies entspräche einer Steigerung der energiebedingten Kohlendioxid-Emissionen gegenüber 2002 um 62%, was weit reichende Folgen für das Weltklima mit sich bringen könnte (siehe auch IPCC-Bericht [3]). Von den energiebedingten Kohlendioxid-Emissionen würden etwa die Hälfte durch die Stromproduktion verursacht werden.

Um bei steigendem Energiebedarf Kohlendioxid-Emissionen zu reduzieren, werden verschiedene Ansätze kontrovers diskutiert: Neben Energieeinsparung und effizienterer Energiewandlung stehen Ausbau der Kernenergie, CO₂-Abscheidung und Entsorgung sowie verstärkte Nutzung regenerativer Energiequellen zur Diskussion. Ein weiterer Ausbau der Kernenergie scheint derzeit aufgrund mangelnder gesellschaftlicher Akzeptanz (Sicherheitsaspekte, ungeklärte Endlagerfrage) keine Option zu sein. Die Strategien zur CO₂-Abscheidung sind hinsichtlich der Effizienz und der Nachhaltigkeit der Entsorgung fraglich. Die regenerative Stromerzeugung aus Wind und Solarstrahlung hat den Nachteil eines zeitlich stark fluktuierenden Angebots und einer relativ geringen Energiedichte. Dem zuletzt genannten Nachteil lässt sich durch innovative, preisgünstige Techniken begegnen. Zudem dämpfen ein Energiemix aus Windenergie, Wasserkraft, Biomasse, Erdwärme und solarer Strahlungsenergie sowie eine dezentrale, großräumige Erzeugung zeitliche Fluktuationen und tragen auf diese Weise zur Versorgungssicherheit bei [4]. Im „Solar Energy Economy“ Szenario [5] wird für das Jahr 2030 ein Anteil erneuerbarer Energien von knapp 50% an der globalen Stromerzeugung für möglich gehalten, der bis 2050 auf 74% anwachsen könnte. In diesem Szenario liefern solarthermische Kraftwerke etwa 11% des globalen Stromes (Jahr 2050). Für solarthermische Kraftwerke sprechen die sehr günstigen Stromgestehungskosten und die Tatsache, dass sie eine Verbindung zwischen konventioneller Kraftwerkstechnik und regenerativer Energietechnik darstellen. Die Versorgungssicherheit kann durch Wärmespeicher oder fossile Zufeuerung gewährleistet werden.

Bei einem solarthermischen Turm-Kraftwerk wird mit schwach gekrümmten Spiegeln Solarstrahlung auf einen Strahlungsempfänger (Receiver) konzentriert, der sich auf einem Turm befindet. Der Receiver erhitzt ein Arbeitsmedium, das direkt oder indirekt einen thermischen Kraftwerksprozess betreibt. Mit Solarturm-Kraftwerken lassen sich sehr hohe Arbeitstempe-

raturen erreichen ($>1000^{\circ}\text{C}$), so dass die Einkopplung solarer Wärme in Gasturbinen- und kombinierte Gas- und Dampfprozesse (GuD) mit hohen Wirkungsgraden möglich wird. Bild 1.1 zeigt die künstlerische Ansicht eines solarthermischen Turm-Kraftwerks mit ca. 40 MW_{el} Leistung.

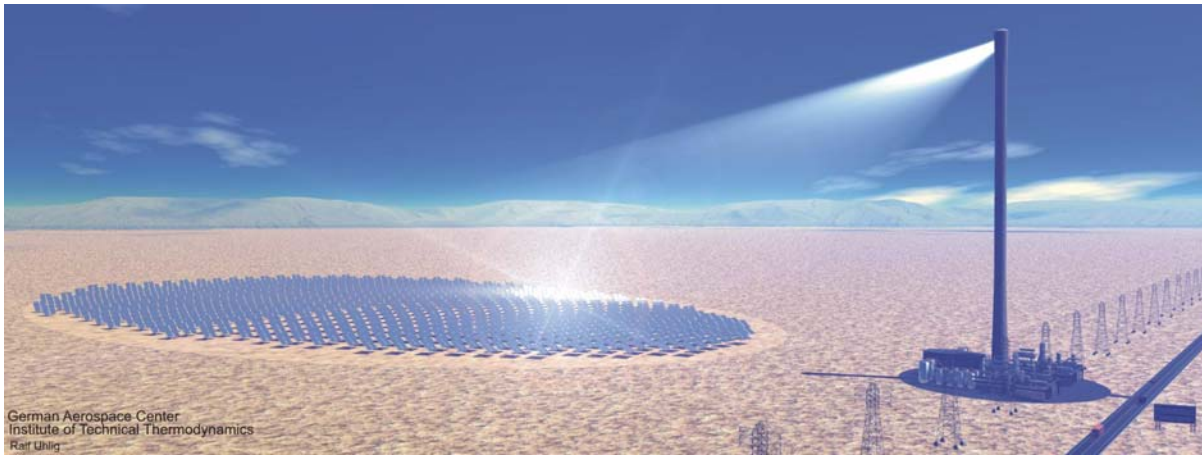


Bild 1.1: Künstlerische Ansicht eines Solarturm-Kraftwerks (40 MW_{el}).

Innerhalb verschiedener Forschungsprojekte des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) wird an druckbeaufschlagten, volumetrischen Receivern für den Einsatz in solaren GuD-Kraftwerken gearbeitet. Zur Einkopplung von Solarstrahlung in das komprimierte Medium eines Gasturbinenprozesses muss der druckbeaufschlagte Receiver mit einer transparenten Aperturabdeckung geschlossen sein. Hierfür wird ein kuppelförmiges Fenster aus Quarzglas verwendet. Neben erwünschten Eigenschaften wie hoher Transmissionsgrad für Solarstrahlung, geringer Ausdehnungskoeffizient und sehr hohe Temperaturwechselbeständigkeit besitzt Quarzglas auch ungünstige Eigenschaften wie eine geringe Zugfestigkeit, sprödes Bruchverhalten und die Neigung zur Rekristallisation bei hohen Temperaturen.

In solar-fossiler Betriebsweise wird die im druckbeaufschlagten Receiver erhitzte Luft durch Zufeuerung von Gas bis zur Erreichung der notwendigen Turbineneintrittstemperatur erhitzt. Um einen höheren Solaranteil an der Stromerzeugung zu erzielen, muss die Luftaustrittstemperatur der Receiver gesteigert werden. Ohne aktive Kühlmaßnahmen führt eine Steigerung der Receiveraustrittstemperatur zu einer übermäßigen Erhitzung des Quarzglases, was den Rekristallisationsprozess insbesondere bei Anwesenheit von Verunreinigungen beschleunigt. Eine rekristallisierte Cristobalit-Phase kann zu Abplatzungen und Rissbildung des Quarzglases, und damit zur Zerstörung des Receiverfensters führen.

In der vorliegenden Arbeit wird das Überhitzungsproblem des im Receiver eingesetzten Quarzglasfensters analysiert. Es wird eine externe Fensterkühlung, bei der eine Kühlung des kuppelförmigen Receiverfensters durch Anströmen mit mehreren Luftstrahlen erfolgt, entwickelt. Zur experimentellen Untersuchung der externen Fensterkühlung wird im Rahmen der Arbeit eine Messtechnik zur orts aufgelösten Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangs auf zweiachsig gekrümmten Oberflächen weiterentwickelt. Die Arbeit gliedert sich in mehrere Teilaufgaben. Die Verknüpfung zwischen den einzelnen Teilaufgaben ist in Bild 1.2 dargestellt:

- Aufstellung eines thermodynamischen Receivermodells zur Analyse der Wärmeströme und Temperaturen am Quarzglasfenster und Entwicklung von Lösungsvorschlägen gegen eine übermäßige Erhitzung des Fensters (Kapitel 3).
- Untersuchung des Strömungsfeldes und des Wärmeübergangs einer externen Fensterkühlung (Kapitel 4) mit Hilfe von Strömungssimulationen (CFD, Kapitel 5).
- Untersuchung des Strömungsfeldes und des Wärmeübergangs der externen Fensterkühlung in Labormessungen. Hierfür ist die Weiterentwicklung einer periodisch-transienten Messtechnik und der Aufbau eines Messstandes zur orts aufgelösten Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten auf zweiachsig gekrümmten Oberflächen notwendig (Kapitel 6).
- Validierung der Strömungssimulationen mit Hilfe der Labormessungen. Vergleichende Gegenüberstellung verschiedener Kühlkonfigurationen der externen Fensterkühlung und Auswahl einer optimalen Konfiguration (Kapitel 7).
- Erprobung und Vermessung der externen Fensterkühlung im solaren Feldversuch auf der Plataforma Solar de Almería (PSA) und Validierung des thermodynamischen Receivermodells (Kapitel 8).

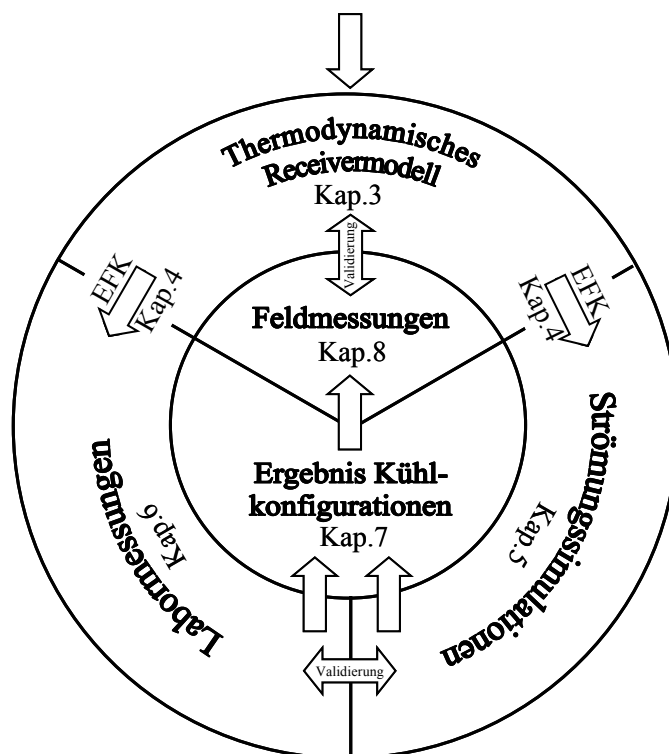


Bild 1.2: Verknüpfung zwischen den einzelnen Teilaufgaben (EFK=Externe Fensterkühlung).

2 Solarthermische Stromerzeugung

Ein möglicher Pfad der Umwandlung von Solarstrahlung in Elektrizität stellt die Bereitstellung solarer Wärme zur Nutzung in einem thermodynamischen Kreisprozess dar. Hierbei kann Solarenergie fossile Brennstoffe vollständig (rein solare Systeme) oder teilweise (solarhybride Systeme) ersetzen. Direkte Solarstrahlung wird auf einen Strahlungsempfänger (Receiver) konzentriert, der die Strahlungsenergie absorbiert und ein Wärmeträgermedium erwärmt. Mit dem erwärmten Medium wird schließlich direkt oder indirekt ein konventioneller thermischer Kraftwerksprozess betrieben.

2.1 Technologien

Aufgrund der unterschiedlichen Ausführungen der konzentrierenden, optischen Systeme lassen sich drei solarthermische Technologien unterscheiden [6, 7]:

- *Dish-Systeme*: Über einen zweiachsig nachgeführten Paraboloidspiegel wird Solarstrahlung auf einen Brennpunkt bis zu 4000fach konzentriert, indem sich zumeist ein Receiver mit angekoppeltem Dish-Stirling-Motor (ca. 5-50 kW_{el}) befindet. Zukünftig ist auch die Verwendung von Mikrogasturbinen (bis ca. 100 kW_{el}) denkbar, die eine mehrfache Nutzung der konzentrierten Solarstrahlung in einer Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung zulassen. Dish-Systeme eignen sich besonders für eine dezentrale Stromversorgung. Ein Überblick wird in [8, 9] gegeben.
- *Parabolrinnen-Kraftwerke*: Durch die Verwendung linear fokussierender, parabelförmiger Konzentratoren wird ein Wärmeträgermedium (z. B. Thermoöl bzw. zukünftig Wasser [10, 11] oder ionische Flüssigkeiten [12]) erhitzt. Durch solare Konzentrationsfaktoren bis 80 ist das Temperaturniveau dieser konzentrierenden Technologie begrenzt, so dass die Stromerzeugung zumeist auf einem Dampfprozess beruht. In Kalifornien wurden zwischen 1985 und 1991 insgesamt neun Kraftwerksblöcke mit einer Gesamtleistung von 354 MW_{el} installiert. Diese werden bis heute erfolgreich betrieben [13]. In Spanien ist mit den Andasol-Kraftwerken die Erstellung zweier Blöcke mit je 50 MW_{el} Leistung geplant [14].
- *Solarturm-Kraftwerke*: Mit schwach gekrümmten Spiegeln (Heliostate) wird Solarstrahlung auf einen Receiver konzentriert, der sich auf einem Turm befindet. Durch solare Konzentrationsfaktoren bis 1000 lassen sich sehr hohe Temperaturen erzeugen, mit denen die Einkopplung solarer Wärme auch in Gasturbinen- und kombinierte Gas- und Dampf-Prozesse (GuD) möglich wird. Im nächsten Kapitel wird ein Überblick über die verschiedenen Receiverkonzepte für Solarturm-Kraftwerke gegeben.

2.2 Receiverkonzepte für Solarturm-Kraftwerke

In diesem Abschnitt werden nach der Vorstellung der verschiedenen Receiverkonzepte für Solarturm-Kraftwerke der geschlossene, druckbeaufschlagte Receiver und sein Potenzial näher erläutert.

2.2.1 Überblick über verschiedene Konzepte

Hinsichtlich einer Kommerzialisierung viel versprechende Receiverkonzepte sind die offenen bzw. geschlossenen volumetrischen Luftreceiver-Technologien, die Technologien mit geschmolzenem Salz, sowie die gesättigte-Dampf-Technologie [15].

Receiverkonzepte, die direkt überhitzten Dampf produzieren, wie Solar-One (USA, 10 MW_{el}) oder CESA-1 (Spanien, 1 MW_{el}), wiesen aufgrund des unterschiedlichen Wärmeübergangsverhaltens von Verdampfer und Überhitzer Probleme auf [15, 16]. Bessere Eigenschaften besitzen hier reine Sattdampfreceiver [17], die jedoch mit dem Nachteil relativ geringer Wirkungsgrade einer Sattdampfturbine (PS10 [18]) oder fossil befeuerter Überhitzung verbunden sind. Abhilfe könnte hier das Dual-Receiver-Konzept [19] bringen, das einen Sattdampfreceiver mit einem offenen Luftreceiver und Wärmeübertrager für Überhitzung und Vorwärmung im Dampfprozess vorteilhaft kombiniert.

Bei der Salz-Receiver-Technologie wird als Wärmeträgermedium im Receiver geschmolzenes Salz erhitzt, welches in Tanks zwischengespeichert und bei Bedarf Wärme an einen Dampfprozess abgibt. Im Solar-Two-Projekt (USA, 10 MW_{el}) wurde zwischen 1996 und 1999 das Gesamtsystem bestehend aus Receiver, Dampferzeuger, Stromerzeugungssystem und Heliostatenfeld erfolgreich getestet [20].

Bei den Luftreceivern haben volumetrische Absorberstrukturen eine Reihe von Vorteilen. Im Gegensatz zu Rohrreceivern findet bei einem volumetrischen Receiver die Absorption von Solarstrahlung nicht an einer Oberfläche, sondern in einem Volumen einer hochporösen Absorberstruktur statt, die mittels Durchströmung mit einem Gas gekühlt wird. Dieser volumetrische Effekt senkt gegenüber einem Rohrreceiver die Oberflächentemperatur und erlaubt deutlich höhere solare Bestrahlungsstärken. Offene Receiver besitzen keine Aperturabdeckung und arbeiten bei Umgebungsdruck mit Luft. Die erhitzte Luft gibt in der Regel über einen Wärmeübertrager Wärme an einen Dampfprozess ab. Ein offener Drahtgeflecht-Luftreceiver mit Luftrezirkulation, Wärmespeicher und Dampferzeuger wurde im TSA-Programm (Technology Program Solar Air Receiver) erfolgreich getestet (700°C Luftaustrittstemperatur, 3 MW_{th}) [21]. Seit Mitte der 90er-Jahre wurde dieses Konzept als PHOEBUS-Solarturm-Kraftwerk mit einer Leistung von 30 MW_{el} von der Industrie schlüsselfertig angeboten [22]. Auch mehrere keramische, volumetrische Absorberstrukturen wurden untersucht und bewertet [23] und in einer Reihe von Receiverprojekten eingesetzt. Die offenen Luftreceiver der HiTRec-Familie erzielten bei Leistungen zwischen 0,2 und 3,0 MW_{th} maximale Austrittstemperaturen von knapp 1000°C [24-26]. Eine endgültige Entscheidung für den metallischen oder keramischen, offenen Luftreceiver ist aufgrund der unterschiedlichen Randbedingungen der Projekte derzeit nicht möglich [27].

Bei geschlossenen Receivern ist die Apertur mit einem transparenten Bauteil (zumeist Quarzglas) abgedeckt. Dadurch können diese auch bei erhöhtem Druck und mit anderen Gasen als Luft arbeiten. Sie werden im folgenden Kapitel näher beschrieben. Eine Sonderform zwischen offener und geschlossener Bauweise stellen halboffene Receiver dar, die eine selektiv transparente Abdeckung zur Minimierung der Strahlungsverluste besitzen [28].

2.2.2 Geschlossene, druckbeaufschlagte Receiver

Im DLR wird die Technologie der druckbeaufschlagten, volumetrischen Receiver seit langem verfolgt [29]. In den REFOS-Projekten [30, 31] erfolgte der Übergang zu höheren Drücken (15 bar) und Leistungsklassen (>400 kW pro Receivermodul). Im SOLGATE-Projekt [32] wurde neben der Erhöhung der Receiveraustrittstemperatur von 800°C auf 1000°C die Koppelung der Receiver mit einer Gasturbine vorgenommen. Im HST-Projekt [27] waren Austrittstemperaturen bis 1100°C geplant. Auch beim Weizmann Institute of Science (WIS) in Israel wird an dieser Technologie mit dem DIAPR-Receiver [33] gearbeitet. Er wurde in einer Leistungsklasse bis 50 kW bei Drücken bis 20 bar und Temperaturen bis 1200°C erfolgreich getestet [34].

2.2.2.1 Vorteile des druckbeaufschlagten Receivers

Mit Hilfe von geschlossenen, druckbeaufschlagten Receivern kann die hohe Exergie der konzentrierten Solarstrahlung optimal durch direkte Einkopplung der Energie in den Gasturbinenprozess eines GuD-Prozesses (thermische Wirkungsgrade $> 50\%$) genutzt werden. Für ein 30-MW_{el} Kombikraftwerk werden mittlere jährliche Wirkungsgrade (Solarstrahlung zu Netto-Stromerzeugung) von bis zu 21% berechnet [15]. Dies führt im Vergleich zur solaren Dampferzeugung für einen bestimmten Solaranteil zu einem kleineren Heliostatenfeld und damit zu geringeren Investitionskosten.

Durch die Möglichkeit der Hybridisierung mit fossiler Energie ist eine schrittweise Markteinführung und Erhöhung des Solaranteils möglich. Zudem liegt im Vergleich zu anderen solar-hybriden Systemen der maximale solare Anteil an der Stromerzeugung systembedingt deutlich höher (z. B. gegenüber Integrated Solar Combined Cycle Systems, ISCCS [35]).

Das Konzept der solaren Luftvorwärmung ist in Bild 2.1 veranschaulicht. Die verdichtete Luft des Gasturbinen-Kompressors wird in einem druckbeaufschlagten Receivercluster vorgeheizt. Innerhalb des Clusters sind einzelne Receivermodule parallel und in Reihe geschaltet. In einer Reihe wird die Luft nacheinander in einem Niedertemperatur- (NT-), Mitteltemperatur- (MT-) und Hochtemperaturmodul (HT-Modul) erhitzt. Gegebenenfalls kann sie durch Zufeuerung von Gas weiter erhitzt werden, bevor sie in der Gasturbine expandiert. Die Restwärme kann in einem Abhitzeessel für einen Dampfprozess genutzt werden.

Durch eine parallele Verschaltung von Receivermodulen kann ein breiter Leistungsbereich (1 bis $100\text{ MW}_{\text{el}}$) abgedeckt werden. Für kleinere Leistungen bieten sich Gasturbinen mit Rekuperator anstelle eines kombinierten Dampfprozesses an.

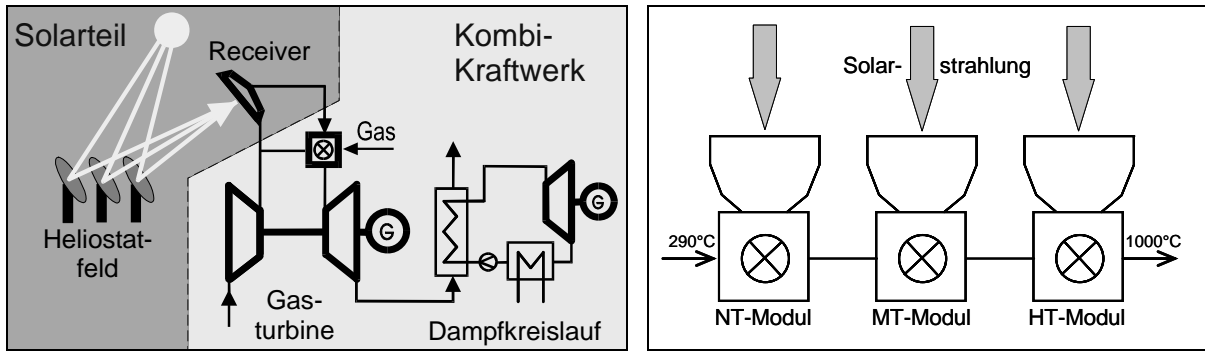


Bild 2.1: Solare Luftvorwärmung in einem GuD-Prozess. Reihenverschaltung von Niedertemperatur-, Mitteltemperatur- und Hochtemperatur-Modul in einem Receivercluster.

Bei einem 30-MW_{el}-Kombikraftwerk mit 4000 Volllaststunden pro Jahr beträgt der Solaranteil 38,5%. Es berechnen sich Stromgestehungskosten von 0,067 €/kWh, bzw. 0,090 €/kWh für den solar erzeugten Anteil [15]. Weitere Kostenstudien auch für andere Kraftwerksgrößen und Betriebsstrategien sind in [36-38] zu finden.

Eine weitere Nutzungsmöglichkeit geschlossener, volumetrischer Receiver ist die energetische Aufwertung von Brennstoffen [39]. Die Dampfreformierung von Methan wurde erfolgreich in einem geschlossenen, volumetrischen Receiver demonstriert [40].

2.2.2.2 Funktionsweise und Geometrie von Receivern des REFOS-Typs

Bild 2.2 rechts zeigt eine Prinzipskizze des druckbeaufschlagten, volumetrischen Receivers, wie er derzeit beim DLR gebaut wird. Das Receivermodul besteht aus einem isolierten Druckkessel, der über ein gewölbtes Quarzglasfenster zur Umgebung abgeschlossen ist. Innerhalb des Kessels befinden sich je nach Einsatzbereich eine metallische oder keramische, volumetrische Absorberstruktur, sowie die Strömungskanäle für Luftreinlass und Luftauslass.

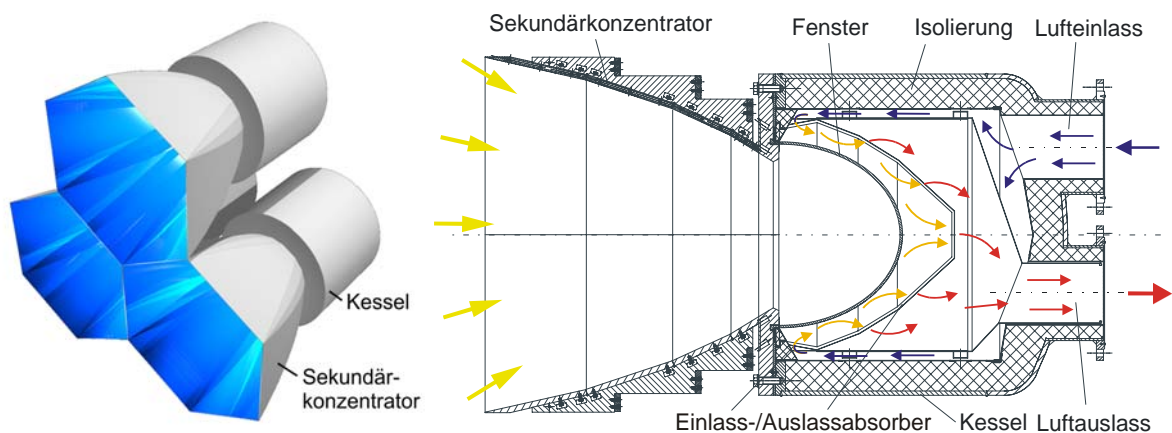


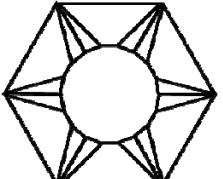
Bild 2.2: Links: Beispiel für Anordnung mehrerer Module zu einem Cluster. Rechts: Prinzipskizze des druckbeaufschlagten, volumetrischen REFOS-Receivers.

Die Vorderseite des Receivermoduls wird durch einen Sekundärkonzentrator vor der konzentrierten Solarstrahlung geschützt. Nach Transmission durch das Fenster wird die Solarstrahlung in der dahinter angeordneten Absorberstruktur absorbiert. Die komprimierte Eintrittsluft wird bei Durchströmung des volumetrischen Absorbers erwärmt und strömt zu einem weiteren Receivermodul bzw. zur Brennkammer der Gasturbine.

Auf die Funktion und Geometrie der wichtigsten Bauteile wird im Folgenden kurz eingegangen:

Sekundärkonzentrator. Ein Sekundärkonzentrator wird verwendet, damit der Brennfleck des Heliostatenfeldes durch mehrere, in der Größe limitierte Receivermodule lückenlos abgedeckt werden kann (siehe Bild 2.2 links). Zusätzlich sorgt er in seiner Austrittsaperturebene für eine Homogenisierung und Nachkonzentrierung der Strahlung, was positive Auswirkungen auf den Receiverwirkungsgrad und –betrieb hat [41]. Der in den Projekten REFOS und SOLGATE verwendete Sekundärkonzentrator besitzt eine sechseckige Eintritts- und eine 18-eckige Austrittsapertur. Der Übergang von der Eintritts- auf die Austrittsapertur erfolgt durch sechs trapezförmige und zwölf dreieckige Teile, die eine parabolische Kontur längs der optischen Achse erzeugen. Die Dimensionen des Sekundärkonzentrators können durch Schnitte senkrecht zur optischen Achse durch In- und Umkreise beschrieben werden [42] (siehe Tabelle 2.1). Der Sekundärkonzentrator besitzt eine Länge von 1 m und weist einen geometrischen Konzentrationsfaktor von 4,9 auf. Die Struktur des Sekundärkonzentrators besteht aus 3 mm dicken Aluminium-Rollbond-Platten mit integrierten Kühlkanälen, die über einen Rahmen zusammengehalten werden. Auf die Rollbond-Platten werden über eine Klebeschicht hoch reflektierende Dünnglasspiegel aufgebracht.

Tabelle 2.1: Dimensionen des Sekundärkonzentrators [42].

	Koordinate Optische Achse in m	Inkreis Dreieck in m	Umkreis Dreieck in m	Inkreis Trapez in m	Umkreis Trapez in m
Eintritt: 0,0		0,69	0,70	0,61	0,70
Mitte: 0,5		0,54	0,55	0,50	0,58
Austritt: 1,0		0,29	0,29	0,29	0,33

Absorber. Die Geometrie des Absorbers ist so angepasst, dass die Solarstrahlungsflussdichte möglichst homogen über der Absorberoberfläche verteilt ist. Luft strömt über den so genannten Einlassabsorber ein und verlässt den Receiver über den Auslassabsorber. Für Receivermodule mit Luftaustrittstemperaturen kleiner als 800°C kann ein mehrlagiges Drahtgewebe und eine metallische Haltestruktur verwendet werden [30]. Für Hochtemperatur-Module mit Austrittstemperaturen größer als 800°C werden geschwärzte, tongebundene SiC-Schäume benutzt, die über eine faserverstärkte Keramikstruktur gehalten werden [31].

Receiverfenster. Zur Fertigung der Fenster wird derzeit das Quarzglas GE 214 [43] verwendet. GE 214 ist in den erforderlichen Größen erhältlich und besitzt einen geringen Gehalt an –OH-Gruppen, was sich positiv auf eine geringe Entglasungsrate [43] und langsames Risswachstum [44] auswirkt.

In der Literatur (z .B. [45-47]) sind die Eigenschaften von Glas und Glasprodukten detailliert beschrieben. Quarzglas besitzt für den Einsatz in einem Solarreceiver eine Reihe von günstigen Eigenschaften:

- Günstige spektrale Eigenschaften: Hoher Transmissionsgrad für Solarstrahlung und nur teilweise Transparenz für Wärmestrahlung (siehe auch Kapitel 3.1).
- Niedriger Ausdehnungskoeffizient (ca. $5 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ [43]) und dadurch eine sehr hohe Temperaturwechselbeständigkeit ($>1000 \text{ K}$ [48]).
- Hohe Temperaturbeständigkeit (Erweichungspunkt zwischen 1500 bis 1670°C [43]).
- Sehr hohe Druckfestigkeit bis 1100 MPa [43]; durch für Glasbauteile typische Sicherheitsabschläge verkleinert sich der Wert auf ca. 100 MPa .
- Sehr hohe Beständigkeit gegenüber elektromagnetischer und Korpuskular-Strahlung, vor allem bei höheren Temperaturen (Ausheilprozesse) [48].
- Sehr gute chemische Beständigkeit.

Neben den genannten günstigen Eigenschaften besitzt der Werkstoff Quarzglas auch folgende ungünstige Eigenschaften:

- Geringe Zugfestigkeit durch Mikrorisse und andere Strukturdefekte auf der Oberfläche. Für Quarzglas mit guter Oberflächenqualität wird eine Zugfestigkeit von 48 MPa angegeben. Durch für Glasbauteile typische Sicherheitsabschläge verkleinert sich der Wert auf nur ca. $6,8 \text{ MPa}$ [43] (Vgl. Baustahl: Zugfestigkeit ca. 400 MPa).
- Sprödes Bruchverhalten.
- Neigung zur Rekristallisation (Entglasung). Quarzglas neigt bei hohen Temperaturen zu einer Umwandlung der amorphen Glasstruktur in die strukturell stabilere Kristallstruktur des β -Cristobalits. Die Bildung einer β -Cristobalit-Phase bei hohen Temperaturen ist kritisch, da bei Abkühlung unter 250°C eine Umwandlung in α -Cristobalit stattfindet. Bei dieser Gefügeänderung kann es durch Änderung des spezifischen Volumens zu Abplatzungen und Rissbildung, und damit zur Zerstörung des Receiverfensters kommen. Bei der Rekristallisation handelt es sich um einen kinetisch gehemmten, zweistufigen Prozess aus Kristallkeimbildung und Kristallwachstum. Die Geschwindigkeit hängt von den Materialeigenschaften und Umgebungsfaktoren ab. Rekristallisation wird besonders durch hohe Temperaturen und keimbildende Verunreinigungen auf dem Glas beschleunigt. Alkali- und Erdalkali-Ionen erweisen sich als besonders aggressive Keimbildner. Sie vermindern den Rekristallisationsbeginn um 200 bis 300 K [30, 43, 48].

Das benutzte Receiverfenster besitzt zur Reduzierung des Anteils an reflektierter Solarstrahlung die Form eines Halbellipsoids. Die Höhe h des Fensters beträgt $h=0,422 \text{ m}$, der Radius r der Fensterapertur ist $0,310 \text{ m}$. Damit ergibt sich ein h/r -Verhältnis von $1,36$. Durch die Fensterform kann ein einmalig reflektierter Strahl weitere Male auf das Fenster auftreffen

und besitzt somit erneut Möglichkeiten zur Transmission. Durch diesen Effekt der Strahlenfalle wird der Reflexionsgrad der konzentrierten Solarstrahlung stark reduziert [49]. Die im REFOS-Receiver verwendeten Fenster besitzen aufgrund des Fertigungsprozesses zwar die genannten Maße, jedoch ist die Oberflächenkontur eher über eine Halbkugel mit Radius $r=0,310$ m mit $0,112$ m langen, zylindrischen Ansatz beschreibbar. Die Wanddicke beträgt ca. 8 mm.

Durch die nach innen gewölbte Form werden durch den Innendruck beim Betrieb des Receivers Druckspannungen aufgebaut. Berechnungen mit Finite-Elemente-Methoden bestätigen, dass die durch die Fensterlagerung und Temperaturgradienten entstehenden Zugspannungen von den Druckspannungen weitgehend kompensiert werden, so dass das Fenster eine hohe mechanische Stabilität aufweist.

Um eine Rekristallisation zu verhindern, sollte eine starke Verunreinigung und Überhitzung des Receiverfensters vermieden werden. Bei Quarzglastemperaturen von 1000°C tritt nur noch bei starker Verschmutzung Entglasung auf [48]. Für einen dauerhaft sicheren Receiverbetrieb, bei dem zeitweise auch Verschmutzung auftritt, werden in dieser Arbeit 800°C als Maximaltemperatur für das Receiverfenster angenommen.

2.2.3 Motivation zur Steigerung der Receiveraustrittstemperatur

In der Reihe der DLR-Projekte zu druckbeaufschlagten, volumetrischen Receivern (REFOS, SOLGATE, HST) war ein wichtiges Entwicklungsziel die Steigerung der Receiveraustrittstemperatur.

Eine höhere Receiveraustrittstemperatur führt bei solar-hybrider Fahrweise zu einem höheren Solaranteil der Stromerzeugung. Bei einem 16 MW_{el} -Kraftwerk mit 24h-Dauerbetrieb (8760 Volllaststunden) steigt durch die Erhöhung der Receiveraustrittstemperatur von 800°C auf 1000°C der Solaranteil von $16,2\%$ auf $27,8\%$ an [38]. Im Tagesbetrieb (4730 Volllaststunden) würde sich der Solaranteil sogar von $30,9\%$ auf knapp $52,5\%$, d. h. um fast 22 Prozentpunkte erhöhen [50].

Die Erhöhung der Betriebstemperatur bringt außer den oben genannten Vorteilen auch Herausforderungen mit sich. Neben der Verwendung von keramischen Materialien für den Absorber und effizienten Isolierungen für Kessel und Rohrleitungen zur Turbine ist vor allem die Vermeidung der Überhitzung des Quarzglasfensters über Temperaturen von 800°C zu nennen. Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Analyse und Lösung des Überhitzungsproblems des Receiverfensters.

Im folgenden Kapitel erfolgt mit Hilfe eines thermodynamischen Modells für verschiedene Betriebsbedingungen eine Quantifizierung von Temperaturen und Wärmeströmen am Fenster.

3 Thermodynamisches Receivermodell

In einem Solarreceiver findet Wärmeübertragung durch Strahlung (Solar- und Wärmestrahlung), Wärmeleitung und Konvektion statt. Im Gegensatz zu anderen Receivermodellen für geschlossene Receiver [51] liegt der Schwerpunkt des in dieser Arbeit aufgestellten Modells (Programmpaket SOLREWIN [52]) auf der thermischen Modellierung des Quarzglasfensters. Zunächst wird in Kapitel 3.1 auf die nicht-grauen Strahlungseigenschaften von Quarzglas eingegangen.

3.1 Strahlungsphysikalische Daten

Quarzglas ist ein selektiv transmittierender Werkstoff. Im oberen Diagramm des Bildes 3.1 ist der spektrale Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsgrad von 8 mm dickem Quarzglas GE 214 bei diffuser Bestrahlung dargestellt. Die Größen T_λ , R_λ und A_λ stellen hemisphärische Effektivgrößen dar, die Mehrfachreflexion innerhalb des Glases sowie die Winkelabhängigkeit bei diffusem Einfall beinhalten. Sie können aus dem Fresnelschen Reflexionsgrad ρ_λ und dem Reintransmissionsgrad τ_λ des Bouguerschen Gesetzes mit Hilfe von Monte-Carlo-Verfahren bzw. Formeln für die Mehrfachreflexion und Integration über den Halbraum ermittelt werden. Fresnelscher Reflexionsgrad ρ_λ und Reintransmissionsgrad τ_λ lassen sich aus dem komplexen Brechungsindex $n+i\cdot k$ berechnen. Die Vorgehensweise ist in [53] ausführlich beschrieben.

Angaben des komplexen Brechungsindex für Quarzglas findet man in Broschüren des Herstellers [43] bzw. in zahlreichen Literaturstellen. Ein Überblick und der Versuch einer Zusammenstellung ist in [54] gegeben. Jedoch sind die Daten mit einer größeren Unsicherheit behaftet, die nicht auch zuletzt von der Charge der Glaslieferung abhängt [54, 55]. Da aus den Herstellerangaben im sichtbaren Spektralbereich für GE 214 ungewöhnlich hohe Absorptionskonstanten k berechnet worden sind, wurden im Auftrag des DLR beim ZAE Bayern GE 214-Proben vermessen [56]. Die gemessenen komplexen Brechungsindizes stellen einen plausibleren Datensatz als Grundlage für die Berechnungen dar. Mit ihm wurden auch die Kurven des Bildes 3.1 erstellt.

Aus dem oberen Diagramm des Bildes 3.1 wird ersichtlich, dass die 8 mm dicke Quarzglasplatte für Wellenlängen zwischen 0,3 und 3,6 μm stark transparent und im Bereich zwischen 4,5 und 7,5 μm stark absorbierend ist. Für Wellenlängen kleiner als ca. 0,25 μm ist Quarzglas ebenfalls absorbierend. Da in diesem Spektralbereich keine Messwerte der ZAE-Vermessung vorliegen, ist dieser Bereich in Bild 3.1 nicht dargestellt. Absorption findet statt, wenn eine Wechselwirkung der Photonen mit Elektronen bzw. der Struktur der Glasbestandteile auftritt. Die Lage der UV-Absorptionskante wird durch den Bindungszustand der Sauerstoffionen bestimmt. Die Absorption für Wellenlängen größer als ca. 4,5 μm hat ihre Ursache in der Wechselwirkung des Lichts mit Si-O-Schwingungen des Glases. Der Rückgang des Absorptionsgrades und Anstieg des Reflexionsgrades zwischen 7,5 und 9 μm liegt an der anomalen Dispersion des Glases (Brechungsindex $n < 1$). Für Strahlen aus der Luft können in diesem Wellenlängenbereich Totalreflexionen auftreten. Im Vergleich zu anderen Quarzglasarten ist am GE 214 die Abwesenheit eines Absorptionspeaks bei 2,73 μm auffallend, was auf einen geringen Gehalt an –OH-Gruppen hindeutet.

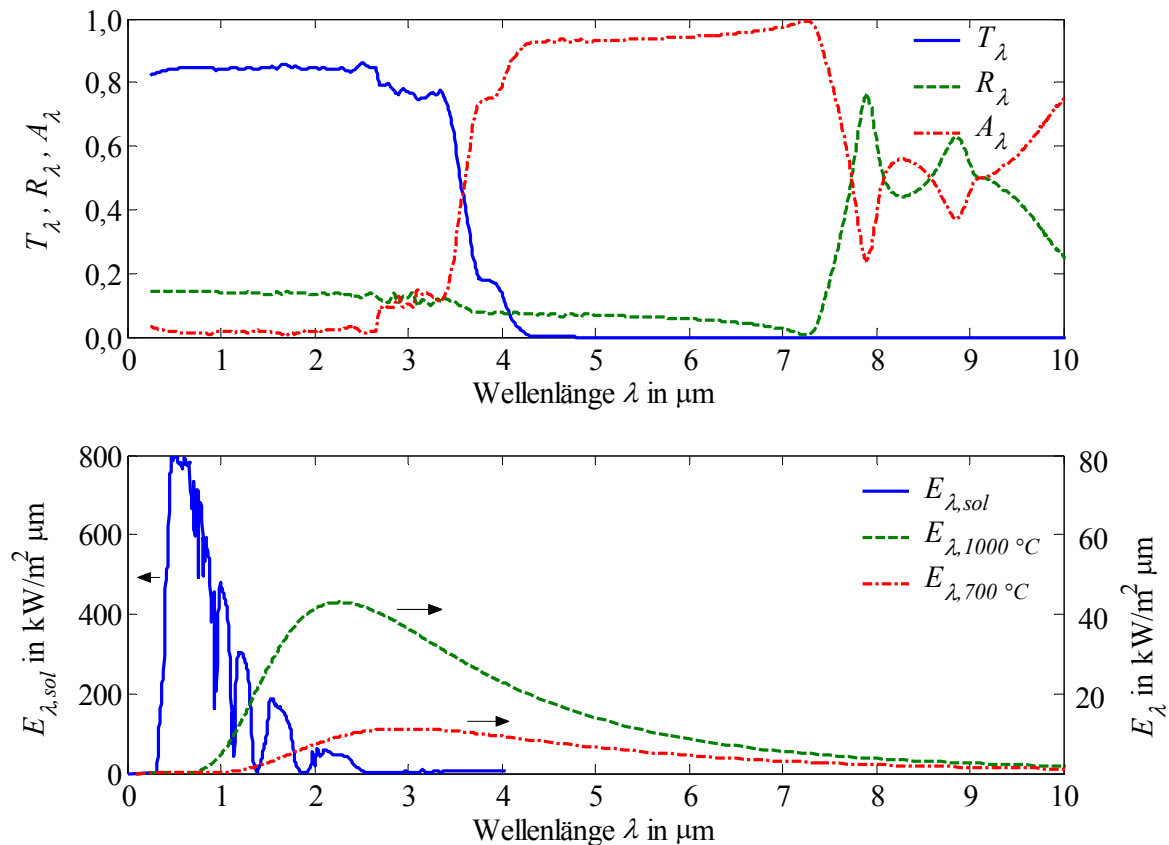


Bild 3.1: Spektraler, hemisphärischer Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsgrad von 8 mm dickem Quarzglas GE214 (oben). Solare spektrale Bestrahlungsstärke $E_{\lambda, \text{sol}}$ und spektrale Bestrahlungsstärken E_λ des Fensters durch einen Schwarzkörper von 1000°C bzw. 700°C (unten).

Im unteren Diagramm des Bildes 3.1 sind Bestrahlungsstärken eines Solarspektrums sowie zweier Schwarzkörper bei 700°C und 1000°C abgebildet. Das Solarspektrum wurde für eine Transmission der Luftmasse (AM) 1,5 erstellt und danach mit den spektralen Reflexionseigenschaften einer Heliostatenspiegelfläche [57] gefaltet. Die Bestrahlungsstärke des Fensters entspricht dem durchschnittlichen Wert beim Betrieb eines Hochtemperaturmoduls bei Auslegungsbedingungen ($E_{\text{sol}} = 560 \text{ kW/m}^2$). Das Spektrum liegt im hochtransparenten Spektralbereich des Quarzglases. Die Schwarzkörperspektren von 700°C ($E = 51 \text{ kW/m}^2$) bzw. 1000°C ($E = 149 \text{ kW/m}^2$) liegen dagegen nur teilweise im transparenten Bereich. Daher wird vom Absorber emittierte Wärmestrahlung teilweise an die Umgebung abgestrahlt und teilweise im Quarzglas absorbiert. Ein geringer Anteil der Absorberstrahlung wird auf den Absorber zurück reflektiert.

Der Absorber ist opak und kann als grauer Strahler mit einem Emissionsgrad von 0,96 [32] modelliert werden. Da Strahlung, die den Receiver über die Aperturfläche verlässt, nicht wieder auf den Receiver zurückreflektiert wird, wird der Aperturfläche einen Absorptions- bzw. Emissionsgrad von 1,0 zugewiesen.

3.2 Modellierung des Receivers

Die im Modell berücksichtigten Strahlungsflüsse und Wärmeströme durch Wärmeleitung und Konvektion sind in Bild 3.2 skizziert. Die Simulation des Wärmeeintrages in das Fenster durch Absorption gerichteter Solarstrahlung wird in Kapitel 3.2.1 erläutert. Die Modellierung des Wärmeaustausches zwischen Absorber, Fenster und Umgebung erfolgt diffus und wird in Abschnitt 3.2.2 vorgestellt. Zusätzlich zur Strahlung liegen an Außen- und Innenseite des Fensters konvektive Wärmeströme vor, auf die in Abschnitt 3.2.3 eingegangen wird. Der Wärmetransport innerhalb des Glases wird über eine effektive Wärmeleitung modelliert.

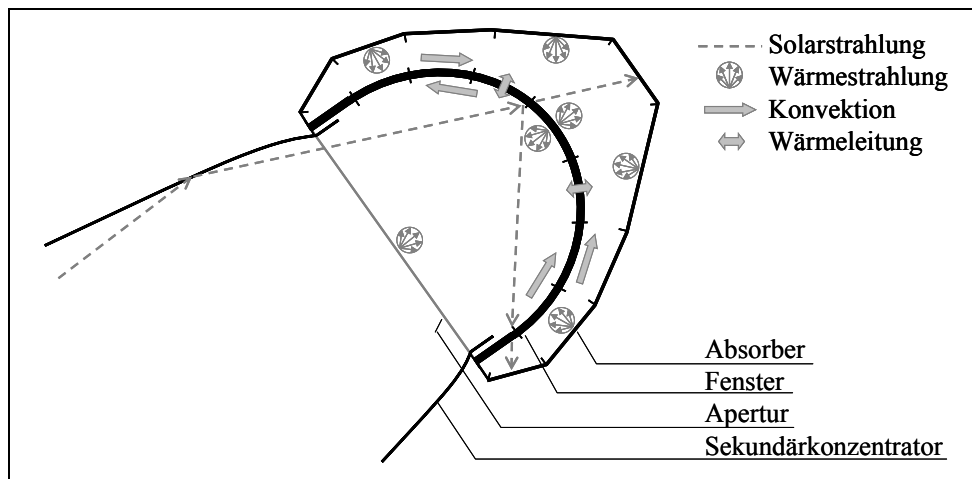


Bild 3.2: Prinzipskizze der Strahlungsflüsse sowie Wärmeströme durch Wärmeleitung und Konvektion im thermodynamischen Modell für das Receiverfenster.

3.2.1 Solarstrahlung

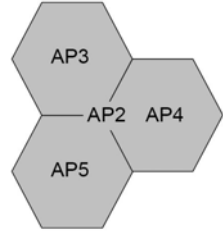
Die Verteilung der Solarstrahlung wird mit Hilfe der existierenden Simulationsprogramme HELIOS [58] und SORSIM [59] simuliert. HELIOS ist ein Programm zu Heliostatfeld-Berechnungen von Solarturm-Kraftwerken. Es liefert die Flussdichteverteilung mit der dazugehörigen Richtungsverteilung in der Aperturebene. Die Berechnung beruht auf der Überlagerung von Fehlerkegeln, die über Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen beschrieben werden können. Wichtige modellierte Effekte sind atmosphärische Transmission, Konzentratorform- und Oberflächenfehler, Nachführfehler, Zielpunktstrategien, Positionierung von Heliostaten und Turm, Abschattung und „Blocking“ sowie Tages- und Jahreszeitpunkt.

Das Programm SORSIM ist speziell auf geschlossene Receiver abgestimmt. Auf Basis des HELIOS-Ergebnisses der Aperturfläche wird in SORSIM mittels eines Monte-Carlo-Verfahrens eine Vielzahl von Strahlenbündel erzeugt und diese durch den Sekundärkonzentrator und das Receiverfenster bis auf den Absorber verfolgt. SORSIM wurde im Rahmen dieser Arbeit dahingehend erweitert, dass unter Vorgabe eines für Solarstrahlung repräsentativen, komplexen Brechungsindex $n+i\cdot k$ und der Glasdicke eine einfallswinkelabhängige, absorbierte solare Strahlungsleistung berechnet wird. Mehrfachreflexion innerhalb des Fens-

ters ist hierbei berücksichtigt. Die im Fenster absorbierte solare Strahlungsleistung wird später als Quellterm im thermodynamischen Simulationsprogramm SOLREWIN verwendet.

Als Referenzfall für einen Betriebstag eines Hochtemperatur-Receiver wird der 21. März, 12:00 h UTC verwendet. Das Heliostatenfeld ist auf einen Receivercluster mit 3 Modulen fokussiert. Das HT-Modul sitzt im Zielpunkt 5 (AP5). Weitere Eingangsgrößen und Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 gegeben.

Tabelle 3.1: Wichtigste Eingangsgrößen und Ergebnisse der SORSIM-Simulation als Grundlage für den Wärmeeintrag im Fenster durch Solarstrahlung.

Spezifikation	Werte	
Datum, Uhrzeit; Meteorolog. Daten	21. März, 12:00 h UTC; DNI: 900 W/m ² , Kuiper Sunshape	
Zielpunkte und Heliostate	Zielpunktstrategie Z1n	
	AP2: 33 Heliostate	
	AP3: 13 Heliostate	
	AP4: 13 Heliostate	
	AP5: 13 Heliostate	
	Summe: 72 Heliostate	
	Reflekt. 85%, Spiegelfehler 1,8 mrad	
Solare Leistung in HT-Modul (AP5)	463,8 kW	100,0%
Absorption Solarstrahlung Fenster	-8,8 kW	-1,9%
Reflexion Solarstrahlung Fenster	-9,0 kW	-2,0%
Solare Leistung auf Absorber	446,0 kW	96,1%

DNI: Solarer Direktstrahlungsanteil; AP: Zielpunkt

3.2.2 Wärmestrahlung

Die exakte Formulierung des Strahlungsaustausches (Wärmestrahlung) führt zu Integralgleichungen. Vereinfachte Berechnungsverfahren hierfür stellen Monte-Carlo-Verfahren [60] oder die Methode des umschlossenen Raumes (Zonenmethode) dar, die auf Hottel [61, 62] zurückgeht. Aufgrund des hohen Rechenzeitbedarfs eines Monte-Carlo-Verfahrens wird eine Zonenmethode verwendet. Hierbei wird Gebrauch von der Netto-Strahlungsmethode gemacht, die von Poljak modifiziert worden ist [63]. Häufig wird sie zur Lösung von Problemen mit diffus-grauen Umhüllungen benutzt. Aufgrund der spektralen Eigenschaften von Quarzglas musste in dieser Arbeit die Methode auf nicht-graue, teilweise transparente Körper angewendet werden.

Mehrzonenmodell. Zuerst werden die am Strahlungsaustausch beteiligten Bereiche in eine endliche Anzahl an Zonen beliebiger Geometrie unterteilt. Die Zonen müssen so gewählt sein, dass sich eine vollständig geschlossene Umhüllung bildet. Dies wird im Fall der Receiverberechnung dadurch bewerkstelligt, dass die Apertur (siehe Bild 3.2) als eine imaginäre Zone mit dem effektiven Emissionsgrad eins definiert wird. Die diskretisierten Volumenelemente des Fensters werden durch je zwei Oberflächen repräsentiert, denen die in Kapitel 3.1 beschriebenen Effektivgrößen zugeordnet werden. Der porösen Absorberstruktur wird ein effektiver Emissionsgrad von 0,96 zugewiesen. Die geometrische Beziehung zwischen den

Oberflächen kann durch Formfaktoren beschrieben werden. Der Formfaktor F_{ij} ist definiert als der Bruchteil der Strahlung, der vom Oberflächenelement i ausgeht und auf das Oberflächenelement j auftrifft. Die Formfaktorberechnung ist für eine vorgegebene Unterteilung der Receivergeometrie einmalig durchzuführen. Sie wird mit einem Monte-Carlo-Verfahren in SORSIM ausgeführt. Da es sich hier um geometrische Formfaktoren handelt, muss für diese Berechnung der Absorptionsgrad aller Oberflächen, d. h. auch der des Fensters, auf eins gesetzt werden.

Mehrbändermodell. Um die nicht-grauen Eigenschaften von Quarzglas abzubilden, wurden die Energieflüsse in verschiedenen Bändern modelliert. Innerhalb eines Bandes werden gemittelte spektrale Daten verwendet. Tabelle 3.2 zeigt die Einteilung des Spektrums in vier Bänder, die zugehörigen Quarzglasdaten und die prozentuale Aufteilung des Strahlungsflusses auf die einzelnen Bänder.

Tabelle 3.2: Bändereinteilung und hemisphärische Quarzglasdaten (GE214, 8 mm).

Band i	λ_{i-1} in μm	λ_i in μm	$T_{\Delta\lambda}$	$R_{\Delta\lambda}$	$A_{\Delta\lambda}$	Strahlungsfluss ¹ in %
1	0,0	3,6	0,813	0,131	0,055	42 – 64
2	3,6	7,5	0,027	0,059	0,914	43 – 28
3	7,5	10,0	0,000	0,473	0,527	7 – 4
4	10,0	∞	0,000	0,133	0,867	8 – 4

¹ Anhaltswerte für Berechnungen des Receiverbetriebs zwischen 800°C und 1200°C

Herleitung der Gleichungen. Die Grenzfläche der Umhüllung wird in Zonen unterteilt. Folgende Annahmen gelten für die Herleitung der Gleichungen:

- Die Strahlungsspektren werden durch Aufteilung in verschiedene Bänder approximiert. Innerhalb der Bänder gelten gemittelte Werte.
- Im Modell verwendete strahlungsphysikalische Daten stellen hemisphärische Effektivgrößen dar, die volumetrische Effekte (z. B. Mehrfachreflexion bei Glas) enthalten. Dadurch kann der Strahlungsaustausch über die Oberflächen berechnet werden.
- Die Oberflächen sind diffus emittierend, reflektierend und ggf. diffus transmittierend. Eine Fehlerdiskussion aufgrund dieser Vereinfachung ist in [64] zu finden.
- Strahlungsphysikalische Daten, Temperatur und einfallende und abgegebene Wärmeströme sind gleichförmig über eine Zonenoberfläche verteilt.

Die Umhüllung sei in $k=1\dots N$ Oberflächen (Zonen) aufgeteilt. Die Herleitung erfolgt an einem selektiv transparenten Volumenelement mit zwei Oberflächen kA und kB . Die Oberfläche kA ist im thermischen Gleichgewicht, wenn die Energiebilanz von absorbierter Wärmestrahlung $\dot{Q}_{abs,kA}$, emittierter Wärmestrahlung $\dot{Q}_{emis,kA}$ sowie den anderen, nicht durch Wärmestrahlung übertragenen Wärmeströmen \dot{Q}_{kA} erfüllt ist (siehe Bild 3.3 links):

$$\dot{Q}_{kA} = \dot{Q}_{emis,kA} - \dot{Q}_{abs,kA}; \quad \text{mit } \dot{Q}_{kA} = \dot{Q}_{konv,kA} + \dot{Q}_{leit,kA} + \dot{Q}_{sol,kA} \quad (3.1)$$

Andere, modellierte Wärmeströme treten durch Konvektion ($\dot{Q}_{konv,kA}$), transversale Wärmeübertragung ($\dot{Q}_{leit,kA}$) von der Oberfläche kB , sowie aufgrund Absorption solarer Strahlung

($\dot{Q}_{sol,kA}$) auf. Konvektive Wärmeströme werden über einen Wärmeübergangskoeffizienten und eine Fluidtemperatur berücksichtigt. Die transversale Wärmeübertragung innerhalb eines Volumenelements ist eine Kombination aus Wärmeleitung und Wärmestrahlung. Sie wird über eine temperaturabhängige, effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} beschrieben. Dieser Ansatz wird in [65] ausführlich diskutiert. Laterale Wärmeleitung spielt nur eine untergeordnete Rolle und wird vernachlässigt. Im Glasvolumen absorbierte Solarstrahlung wird als Quellterm modelliert, der den beiden Oberflächen kA und kB je zur Hälfte zugeordnet wird. Da der Absorptionsgrad von Quarzglas für Solarstrahlung sehr klein ist (<2% für 8 mm dickes Fenster), stellt dies eine sehr gute Näherung dar.

Werden die Terme für emittierte und absorbierte Wärmestrahlung in die Energiebilanz eingesetzt, folgt:

$$\dot{Q}_{kA} = A_{kA} \cdot \left(\int_{\lambda=0}^{\infty} E_{\lambda,kA}(\lambda, T_{kA}) M_{\lambda s,kA}(\lambda, T_{kA}) d\lambda - \int_{\lambda=0}^{\infty} E_{\lambda,kA}(\lambda, T_{kA}) d\dot{q}_{e,\lambda,kA} \right) \quad (3.2)$$

wobei $E_{\lambda,kA}(\lambda, T_{kA}) = A_{\lambda,kA}(\lambda, T_{kA})$ gilt, sowie $M_{\lambda s,kA}$ die spektrale spezifische Ausstrahlung eines Schwarzkörpers und $d\dot{q}_{e,\lambda,kA}$ die auf kA einfallende Strahlungsflussdichte bei der Wellenlänge λ darstellen.

In der rechten Hälfte des Bildes 3.3 sind an den Oberflächen einfallende ($d\dot{q}_{e,\lambda,kA}$) und abgegebene ($d\dot{q}_{a,\lambda,kA}$) spektrale Strahlungsflussdichten eingezeichnet. Die von der Fläche kA abgegebene Strahlungsflussdichte setzt sich aus emittierter, reflektierter und transmittierter Strahlung zusammen:

$$d\dot{q}_{a,\lambda,kA} = E_{\lambda,kA}(\lambda, T_{kA}) M_{\lambda s,kA}(\lambda, T_{kA}) d\lambda + R_{\lambda,kA}(\lambda, T_{kA}) d\dot{q}_{e,\lambda,kA} + T_{\lambda,kB}(\lambda, T_{kB}) d\dot{q}_{e,\lambda,kB} \quad (3.3)$$

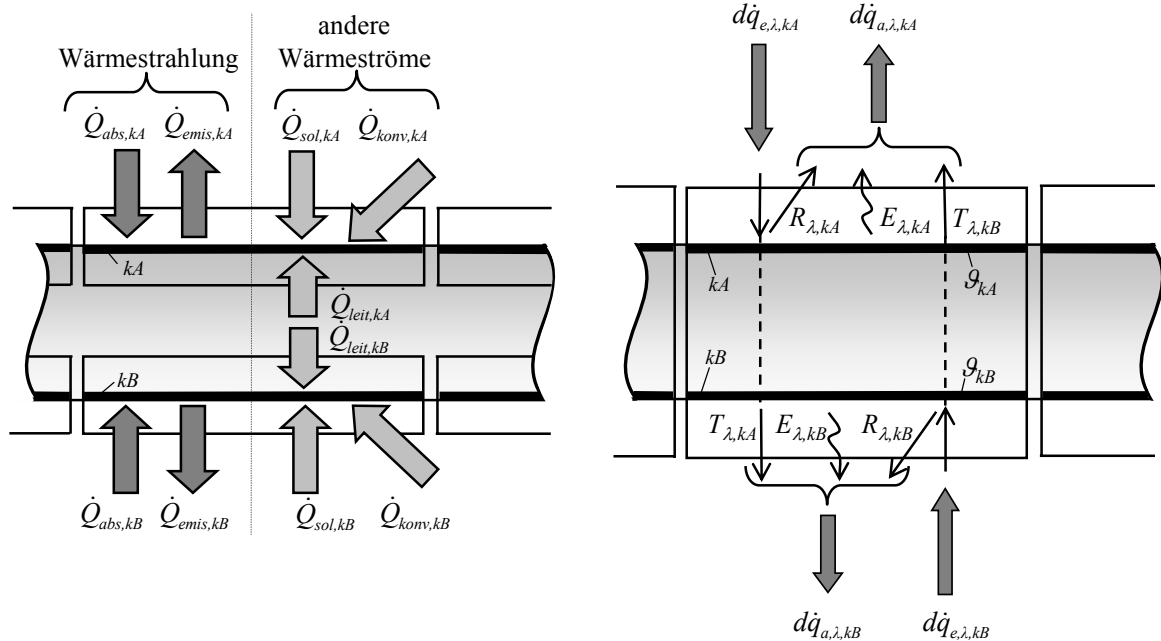


Bild 3.3: Wärmebilanz für Oberflächen kA und kB eines selektiv transparenten Volumenelements (links). Einfallende und abgegebene spektrale Strahlungsflussdichten (Wärmestrahlung) an den Oberflächen kA und kB (rechts).

Der auf die Oberfläche kA einfallende, spektrale Strahlungsfluss setzt sich aus Anteilen der von allen Oberflächen abgegebenen, spektralen Strahlungsflüssen zusammen:

$$d\dot{q}_{e,\lambda,kA} A_{kA} = A_1 d\dot{q}_{a,\lambda,1} F_{1-kA} + \dots + A_N d\dot{q}_{a,\lambda,N} F_{N-kA} \quad (3.4)$$

Mit der Reziprozitätsbeziehung $A_i \cdot F_{i-k} = A_k \cdot F_{k-i}$ folgt hieraus:

$$d\dot{q}_{e,\lambda,kA} = \sum_{j=1}^N F_{kA-j} d\dot{q}_{a,\lambda,j} \quad (3.5)$$

Analog für die Seite kB :

$$d\dot{q}_{e,\lambda,kB} = \sum_{j=1}^N F_{kB-j} d\dot{q}_{a,\lambda,j} \quad (3.6)$$

Für eine bessere Lesbarkeit werden bei den strahlungsphysikalischen Daten die Klammerausdrücke (λ, T_k) im Folgenden weggelassen. Wird Gleichung 3.3 über alle Wellenlängen integriert und mit Gleichung 3.2 verknüpft, kann der Ausdruck für die emittierte Wärmestrahlung eliminiert werden. Mit $R_{\lambda,kA} + E_{\lambda,kA} = 1 - T_{\lambda,kA}$ ergibt sich:

$$\dot{Q}_{kA} = A_{kA} \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \left(d\dot{q}_{a,\lambda,kA} - (1 - T_{\lambda,kA}) \cdot d\dot{q}_{e,\lambda,kA} - T_{\lambda,kB} \cdot d\dot{q}_{e,\lambda,kB} \right) \quad (3.7)$$

Nach Einsetzen von 3.5 und 3.6 folgt:

$$\dot{Q}_{kA} = A_{kA} \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \left(d\dot{q}_{a,\lambda,kA} - (1 - T_{\lambda,kA}) \cdot \sum_{j=1}^N F_{kA-j} d\dot{q}_{a,\lambda,j} - T_{\lambda,kB} \cdot \sum_{j=1}^N F_{kB-j} d\dot{q}_{a,\lambda,j} \right) \quad (3.8)$$

Gleichungen 3.5 und 3.6 in 3.3 eingesetzt und mit dem Kronecker-Symbol δ_{kj} geschrieben, ergibt nach Integration von λ_{i-1} bis λ_i :

$$\int_{\lambda_{i-1}}^{\lambda_i} \sum_{j=1}^N \left[\delta_{kj} - (R_{\lambda,kA} F_{kA-j} + T_{\lambda,kB} F_{kB-j}) \right] \cdot d\dot{q}_{a,\lambda,j} = \int_{\lambda_{i-1}}^{\lambda_i} E_{\lambda,kA} M_{\lambda,kA}(\lambda, T_{kA}) d\lambda \quad (3.9)$$

Laut den Annahmen seien innerhalb eines Bandes die strahlungsphysikalischen Daten konstant, so dass sie sich vor das Integral ziehen lassen. Approximiert man das Spektrum durch $i=1 \dots m$ Wellenlängenbänder, so lassen sich die Integrale der Gleichungen 3.8 und 3.9 durch Summen annähern:

$$N \text{ Gl.:} \quad \dot{Q}_{kA} = A_{kA} \cdot \sum_{i=1}^m \left(\dot{q}_{a,\Delta\lambda_i,kA} - (1 - T_{\Delta\lambda_i,kA}) \cdot \sum_{j=1}^N F_{kA-j} \dot{q}_{a,\Delta\lambda_i,j} - T_{\Delta\lambda_i,kB} \cdot \sum_{j=1}^N F_{kB-j} \dot{q}_{a,\Delta\lambda_i,j} \right) \quad (3.10)$$

$$m \cdot N \text{ Gl.:} \quad \sum_{j=1}^N \left[\delta_{kj} - (R_{\Delta\lambda_i,kA} F_{kA-j} + T_{\Delta\lambda_i,kB} F_{kB-j}) \right] \cdot \dot{q}_{a,\Delta\lambda_i,j} = E_{\Delta\lambda_i,kA} \cdot f_{\lambda_{i-1}T_k - \lambda_iT_k} \cdot \sigma T_{kA}^4 \quad (3.11)$$

Die Größen im Band von λ_{i-1} bis λ_i sind mit dem Index $\Delta\lambda_i$ bezeichnet. Die Bruchteilfunktion $f_{\lambda_{i-1}T_k - \lambda_iT_k}$ stellt den Anteil der Schwarzkörperstrahlung dar, die die Oberfläche k im Wellenlängenbereich zwischen λ_{i-1} und λ_i abstrahlt [66]:

$$f_{\lambda_{i-1}T_k - \lambda_i T_k}(\lambda_{i-1}, \lambda_i, T_k) = \frac{\int_{\lambda_{i-1}}^{\lambda_i} M_{\lambda s, k}(\lambda, T_k) d\lambda}{\int_0^{\lambda_{i-1}} M_{\lambda s, k}(\lambda, T_k) d\lambda} = \frac{1}{\sigma T_k^4} \int_{\lambda_{i-1}}^{\lambda_i} M_{\lambda s, k}(\lambda, T_k) d\lambda \quad (3.12)$$

Im Programm SOLREWIN wurden die Integrale der Gleichung 3.12 nicht gelöst, sondern über geeignete Näherungsverfahren approximiert [67].

Mit Gleichung 3.10 liegen für N Zonen und m Bänder N Gleichungen und mit Gleichung 3.11 zusätzliche $N \cdot m$ Gleichungen, d. h. insgesamt $N + m \cdot N$ Gleichungen vor. Insgesamt gibt es $2N + m \cdot N$ Unbekannte, nämlich jeweils N -mal T_k und \dot{Q}_k und $m \cdot N$ -mal $\dot{q}_{a, \Delta\lambda_i, k}$. Zur Lösung des Problems muss also je Fläche noch eine Randbedingung vorgegeben werden. Dies kann entweder die Temperatur T_k oder der Wärmestrom \dot{Q}_k sein.

Die Gleichungen für opake Oberflächen k erhält man, indem in Gleichungen 3.10 und 3.11 der Transmissionsgrad $T_{\lambda_i, k}$ auf null gesetzt und der Index kA durch k ersetzt wird.

Die Gleichungen 3.10 und 3.11 können als ein linearisiertes Gleichungssystem in Matrixschreibweise aufgeschrieben werden:

$$\mathbf{A}\vec{x} = \vec{b} \quad (3.13)$$

Es muss aufgrund temperaturabhängiger Einträge iterativ gelöst werden. Zur Veranschaulichung wird angenommen, dass für die Zonen $k=1 \dots n$ jeweils die Randbedingung Temperatur T_k vorgegeben, und für die Zonen $k=n+1 \dots N$ jeweils die Randbedingung Wärmestrom \dot{Q}_k vorgegeben ist.

Mit folgenden Abkürzungen

$$a_{k,j,i} = \delta_{kj} - (R_{\Delta\lambda_i, k} F_{k-j} + T_{\Delta\lambda_i, kB} F_{kB-j}) \quad (3.14)$$

$$b_{k,j,i} = \delta_{kj} - \left[(1 - T_{\Delta\lambda_i, k}) F_{k-j} + T_{\Delta\lambda_i, kB} F_{kB-j} \right] \quad (3.15)$$

$$c_{k,i} = E_{\Delta\lambda_i, k} \cdot f_{\lambda_{i-1}T_k - \lambda_i T_k}(\lambda_{i-1}, \lambda_i, T_k) \quad (3.16)$$

$$\dot{Q}_k = \dot{Q}_{konv, k}(T_1, \dots, T_N) + \dot{Q}_{leit, k}(T_1, \dots, T_N) + \dot{Q}_{sol, k} \quad (3.17)$$

besitzt das Gleichungssystem die Form:

$$A = \left(\begin{array}{ccc|ccc|ccc} a_{1,1,1} & \dots & a_{1,N,1} & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ a_{n,1,1} & \dots & a_{n,N,1} & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \hline a_{n+1,1,1} & \dots & a_{n+1,N,1} & 0 & \dots & 0 & -c_{n+1,1} & \dots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N,1,1} & \dots & a_{N,N,1} & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & -c_{N,1} \\ \hline 0 & \dots & 0 & a_{1,1,2} & \dots & a_{1,N,2} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & a_{n,1,2} & \dots & a_{n,N,2} & 0 & \dots & 0 \\ \hline 0 & \dots & 0 & a_{n+1,1,2} & \dots & a_{n+1,N,2} & -c_{n+1,2} & \dots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & a_{N,1,2} & \dots & a_{N,N,2} & 0 & \dots & -c_{N,2} \\ \hline b_{n+1,1,1} & \dots & b_{n+1,N,1} & b_{n+1,1,2} & \dots & b_{n+1,N,2} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ b_{N,1,1} & \dots & b_{N,N,1} & b_{N,1,2} & \dots & b_{N,N,2} & 0 & \dots & 0 \end{array} \right) \quad (3.18)$$

$$\text{mit } \vec{x} = \begin{pmatrix} \dot{q}_{a,\Delta\lambda_1,1} \\ \vdots \\ \dot{q}_{a,\Delta\lambda_1,n} \\ \dot{q}_{a,\Delta\lambda_1,n+1} \\ \vdots \\ \dot{q}_{a,\Delta\lambda_1,N} \\ \hline \dot{q}_{a,\Delta\lambda_2,1} \\ \vdots \\ \dot{q}_{a,\Delta\lambda_2,n} \\ \dot{q}_{a,\Delta\lambda_2,n+1} \\ \vdots \\ \dot{q}_{a,\Delta\lambda_2,N} \\ \hline \sigma T_{n+1}^4 \\ \vdots \\ \sigma T_N^4 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{b} = \begin{pmatrix} c_{1,1}\sigma T_1^4 \\ \vdots \\ c_{n,1}\sigma T_n^4 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \hline c_{1,2}\sigma T_1^4 \\ \vdots \\ c_{n,2}\sigma T_n^4 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \hline \dot{Q}_{n+1}/A_{n+1} \\ \vdots \\ \dot{Q}_N/A_N \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Der Index kB stellt die Gegenseite der Zone k eines transparenten Volumenelements dar. Die Matrixeinträge für opake Oberflächen k erhält man, indem der Transmissionsgrad $T_{\Delta\lambda_i,k}$ und $T_{\Delta\lambda_i,kB}$ auf null gesetzt wird.

Unter der Annahme grauer Oberflächen mit temperaturunabhängigen Stoffwerten besäße die Matrix \mathbf{A} konstante Einträge. Wären zusätzlich die vorgegebenen Wärmeströme \dot{Q}_k der Randbedingungen konstant, ließe sich die Lösung durch eine einfache Auswertung des folgenden Ausdrucks erhalten:

$$\vec{x} = \mathbf{A}^{-1} \vec{b} \quad (3.20)$$

Für die vorliegenden, nicht-grauen Oberflächen und die sich mit der Temperatur ändernden Randbedingungen \dot{Q}_k ist eine iterative Lösung des Gleichungssystems notwendig. Der Lösungsvektor \vec{x} enthält die unbekannten Temperaturen T_{n+1} bis T_N , sowie sämtliche abgegebenen Strahlungsflussdichten $\dot{q}_{a,\Delta\lambda_i,k}$ in den Bändern. Aus ihnen lassen sich dann mit Gleichung 3.10 die unbekannten Wärmeströme \dot{Q}_1 bis \dot{Q}_n berechnen:

$$\dot{Q}_k = A_k \cdot \sum_{i=1}^m \left(\dot{q}_{a,\Delta\lambda_i,k} - (1 - T_{\Delta\lambda_i,k}) \cdot \sum_{j=1}^N F_{k-j} \dot{q}_{a,\Delta\lambda_i,j} - T_{\Delta\lambda_i,kB} \cdot \sum_{j=1}^N F_{kB-j} \dot{q}_{a,\Delta\lambda_i,j} \right) \quad (3.10)$$

3.2.3 Konvektionswärmeströme

Am Fenster treten Konvektionsströme an der Außen- und Innenseite auf.

Freie Konvektion an der Fensteraußenseite. Das Receivermodell ist 35° gegenüber der Horizontalen geneigt. Von zahlreichen Autoren wurden Konvektionsverluste von Cavity-Receivern bei verschiedenen Neigungswinkeln untersucht [68-71]. Jedoch wurde in keiner Arbeit eine Cavity mit vorgeschaltetem, gekühltem Sekundärkonzentrator betrachtet. Hinsichtlich der Evaluierung lokaler Fenstertemperaturen interessiert zudem die lokale Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten auf der Fensteroberfläche, die aus den Veröffentlichungen nicht ersichtlich ist. Aus diesen Gründen wurde eine Strömungssimulation mit dem Programm FLUENT unter Berücksichtigung der freien Konvektion vorgenommen. Weitere Details zum Modellaufbau sind in Kapitel 5 ab Seite 38 zu finden.

Die Simulationsergebnissen zeigen eine Temperaturschichtung, die im oberen Bereich von Fenster und Sekundärkonzentrator mit einer Stagnationszone verbunden ist. Im unteren Bereich kann eine leichte Zirkulation der Luft stattfinden. Jedoch sind die dadurch verursachten konvektiven Wärmeströme gegenüber der Wärmestrahlung von geringerer Bedeutung. In Tabelle 3.3 sind gemittelte Wärmeübergangskoeffizienten und Wärmeströme abgedruckt. Zum Vergleich mit den Simulationen sind Vergleichswerte aufgeführt, die mit den Korrelationen von Leibfried [69] und Stine [70] berechnet wurden. Vergleichswerte und Simulationsergebnisse liegen in derselben Größenordnung.

Die simulierten Wärmeübergangskoeffizienten wurden in das thermodynamische Receivermodell SOLREWIN eingesetzt. Der Temperaturabhängigkeit des Wärmeübergangs bei freier Konvektion wurde Rechnung getragen, indem verschiedene FLUENT-Simulationen mit jeweils unterschiedlichen Wandtemperaturen durchgeführt wurden.

Tabelle 3.3: Freie Konvektion an der Fensteraußenseite. FLUENT-Simulation und Vergleich mit Literaturwerten.

	FLUENT-Simulation	Leibfried et al. [69]	Stine et al. [70]
mittl. Wärmeübergangskoeff. α_m in $\text{W/m}^2 \text{K}$	4,0	3,8	5,1
Wärmestrom in kW	2,2	2,1	2,9

bei einer Fenstertemperatur von 727°C und Umgebungslufttemperatur von 25°C

Erzwungene Konvektion an der Fensterinnenseite. Luft strömt im Inneren des Receivers vom Einlassabsorber entlang des Fensters bis sie über die Auslassabsorbersegmente den Receiver verlässt (siehe auch Bild 2.2). Der dadurch übertragene, konvektive Wärmestrom wird über den Wärmeübergang einer längs angeströmten Platte [72] abgeschätzt. Die Reynoldszahl der Anströmung wird modifiziert, um die Effekte der unterschiedlichen Strömungsquerschnitte, sowie die Abnahme des Massenstromes zum Fensterscheitel hin nachzubilden.

3.3 Lösungsansätze zur Reduktion der Fenstertemperatur

Absorberrtemperaturen von über 800°C führen zu einer Erhitzung des Receiverfensters über die Maximaltemperatur für Dauerbetrieb von 800°C (siehe auch Abschnitt 3.4). Die Temperatur kann durch verschiedene passive oder aktive Maßnahmen erniedrigt werden. Maßnahmen, die den Wärmeeintrag in das Quarzglasfenster vermindern bzw. vermeiden, werden in dieser Arbeit als passive Maßnahmen bezeichnet. Eine Maßnahme wird als aktiv bezeichnet, wenn dem Fenster durch ein aktives Kühlsystem ein Wärmestrom entzogen wird. Soweit passive Maßnahmen zur Verfügung stehen, sind diese den aktiven vorzuziehen.

3.3.1 Passive Maßnahmen

Der Wärmeeintrag in das Quarzglasfenster kann durch auf das Quarzglas aufzubringende, selektive Beschichtungen oder durch eine optimierte Fensterform reduziert werden.

Selektive Beschichtungen. Die Erhitzung des Receiverfensters durch Absorption thermischer Strahlung könnte durch eine im solaren Spektralbereich ($\lambda < 2,5 \mu\text{m}$) transmittierende und im infraroten Bereich ($\lambda > 2,5 \mu\text{m}$) reflektierende Beschichtung vermindert werden. Die Schicht, auf die Innenseite des Receiverfensters aufgebracht, würde einen Teil der vom Absorber emittierten Wärmestrahlung zurück auf den Absorber reflektieren. Eine ideale Beschichtung (Grenzwellenlänge $\lambda = 2,5 \mu\text{m}$, keine zusätzliche Absorption) hat bei einem HT-Modul mit 1000°C Austrittstemperatur das Potenzial,

- die maximale Fenstertemperatur um über 120°C zu verkleinern,
- die im Fenster absorbierte thermische Strahlung um über 70% zu vermindern und
- die Abstrahlungsverluste des Moduls an die Umgebung um knapp 30% zu verringern.

Die Herstellung einer solchen Beschichtung wird im Rahmen des CO-MINIT-Projektes verfolgt. Das oben aufgeführte Potenzial gilt für eine optimale Schicht. Reale Schichten werden immer ungünstigere Eigenschaften aufweisen. So ist bei Beschichtungen mit transparenten, leitfähigen Oxiden die Absorptivität im solaren Spektrum zu hoch, was zu einer zu starken Erhitzung durch konzentrierte Solarstrahlung führt. Am Design von klassischen Interferenzfiltern bzw. Rugate-Filtern wird derzeit gearbeitet. Neben den optischen Eigenschaften muss die Beschichtung auch bei hohen Temperaturen und schnellen Temperaturwechseln stabil bleiben und sollte mechanisch und chemisch beständig sein. Zudem erfordert der Beschichtungsprozess auf dem kuppelförmigen Fenster modifizierte Beschichtungsanlagen. Zurzeit ist daher noch keine Beschichtung für die Anwendung in solaren Hochtemperatur-Receivern verfügbar.

Andere Fensterform. Bezüglich einer minimalen Reflektivität ist ein tiefes Fenster (großes h/r -Verhältnis) anzustreben, siehe auch [49]. Bezüglich der Reduktion des Wärmeeintrages wäre ein flacheres Fenster vorzuziehen. Die flachste Bauform, in der entstehende Zugspannungen durch Druckspannungen kompensiert werden, stellt ein halbkugelförmiges Fenster dar ($h=r=0,31$ m). Berechnungsergebnisse zur derzeit verwendeten, tiefen Fensterform ($h/r=1,36$) und der Halbkugel-Form ($h/r=1$) sind in Abschnitt 3.4.3 dargestellt.

Passive Maßnahmen können den Wärmeeintrag in das Quarzglasfenster reduzieren. Derzeit sind jedoch keine temperaturstabilen, selektiven Beschichtungen erhältlich. Eine andere Fensterform reduziert zwar die Kühlleistung, nicht jedoch das Problem der Fensterüberhitzung. Daher scheinen für Hochtemperatur-Receiver mit Luftaustrittstemperaturen von über 800°C nach heutigem Kenntnisstand aktive Kühlmaßnahmen unumgänglich.

3.3.2 Aktive Maßnahmen

Prinzipiell kann eine aktive Kühlung des Quarzglasfensters durch Anströmung der drucklosen Seite des Fensters (externe aktive Fensterkühlung) oder durch Anströmung der druckbeaufschlagten Fensterseite (interne aktive Fensterkühlung) bewerkstelligt werden.

Die thermische Anforderung an die aktive Kühlung ist, dass bei allen Betriebszuständen eine maximale Quarzglasstemperatur von 800°C nicht überschritten wird. Die Temperaturgradienten im Glas sollten möglichst klein sein. Die Kühleinrichtungen dürfen die Transmission der Solarstrahlung in den Receiver nicht wesentlich behindern und müssen sich in das Gesamtreiversystem einfügen. Die Kühlung sollte nur einen geringen parasitären Energieverbrauch aufweisen und den dem Fenster entzogenen Wärmestrom möglichst im System nutzen. Das Kühlsystem muss eine hohe Verlässlichkeit besitzen und sollte geringe Investitions- und Instandhaltungskosten verursachen.

Interne aktive Kühlung. Für die interne Fensterkühlung [73] wird ein Teil des verdichteten Luftstromes vor dem Niedertemperaturmodul ausgekoppelt und zur Kühlung des Fensters des Hochtemperaturmoduls verwendet.

In Bild 3.4 sind zwei betrachtete Varianten dargestellt. Die links abgebildete Variante, das Fenster von innen mit einem oder mehreren Freistrahlen zu kühlen, scheidet als alleinige Kühlung aus, da die Luft vom Auslassabsorber von der konvexen Quarzglasoberfläche weggesaugt wird, und es zu einer Ablösung der Kühlströmung kommt. Die Kühlung ist daher nur sehr lokal wirksam. Bei Nutzung mehrerer Freistrahlen ist die Kühlwirkung bei gleichem Kühlmassenstrom zu gering und der konstruktive Aufwand zu groß [74]. Vorstellbar wäre die Kombination dieser Variante mit einer Düse am Fensterscheitel mit einer externen Fensterkühlung.

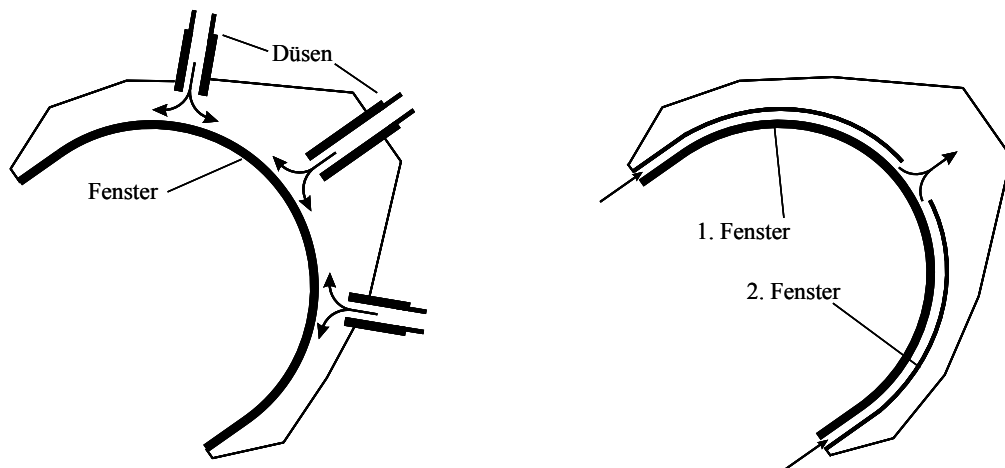


Bild 3.4: Zwei Varianten einer internen Fensterkühlung. Links: Interne Prallstrahl-Kühlung; rechts: Interne Kühlung mit durchströmtem Spalt eines Doppelfensters.

Ein Großteil des Wärmeeintrages in das Quarzglasfenster hat ihre Ursache in absorbierte Wärmestrahlung, die vom Absorber abgestrahlt wird. Um das druckbeanspruchte Hauptfenster vor dieser Wärmestrahlung zu schützen, liegt es nahe, ein zweites, aktiv gekühltes, transparentes Bauteil zwischen Absorber und Hauptfenster zu installieren. Wird ein zweites Quarzglasfenster eingesetzt und der entstehende Spalt mit Kühlluft durchströmt, wird eine Strömungsablösung von der konvexen Glasoberfläche verhindert (siehe rechte Variante in Bild 3.4). Durch die Spaltströmung wird eine definierte Kühlwirkung des Luftstromes erreicht, die durch eine Verdrallung der Strömung weiter erhöht werden kann. Eine interne Fensterkühlung mit zweitem Quarzglasfenster und verdrallter Strömung wurde im HST-Projekt untersucht. Die Entwicklung der internen Fensterkühlung ist noch nicht abgeschlossen. Sie stellt nicht den Schwerpunkt dieser Arbeit dar.

Externe aktive Kühlung. Bei der externen aktiven Fensterkühlung [75] wird das Fenster von der drucklosen Seite mit Luft aus mehreren Düsen angeströmt. Diese Düsen dürfen die Transmission der Solarstrahlung in den Receiver nicht behindern und müssen daher im Lagerbereich des Fensters im Strahlungsschutz des Sekundärkonzentrators installiert werden. Ziel der Entwicklung ist es, eine entsprechend den oben genannten Anforderungen optimale Kühlströmung zu erzeugen. Neben der Verbesserung der Wärmeübergangsmesstechnik ist die Entwicklung der externen aktiven Fensterkühlung Schwerpunkt dieser Arbeit (Kapitel 4 und folgende).

Systemvergleich interne und externe aktive Fensterkühlung. Der größte Vorteil einer internen Fensterkühlung gegenüber einer externen Kühlung ist die bessere Wärmeintegration. Die vom Fenster gekühlte Wärmemenge bleibt im System enthalten und kann auf diese Weise zur Stromproduktion beitragen. Zudem wird bei der internen Fensterkühlung die Wärme an der Fensterinnenseite abgeführt. Da dies auch der Ort mit dem höchsten Wärmeeintrag darstellt, liegt bei der internen Fensterkühlung ein kleinerer Temperaturgradient über die Fensterdicke vor.

Der größte Nachteil einer internen Fensterkühlung liegt in der Notwendigkeit zusätzlicher Einbauten, durch die Solarstrahlung transmittieren muss. Eine aktive Fensterkühlung ist nur während Betriebszeiten mit hohen Receiveraustrittstemperaturen notwendig, die Einbauten würden aber die solare Transmission während der gesamten Betriebszeit heruntersetzen. In diesem Punkt besitzt die externe Fensterkühlung Vorteile. Insbesondere, wenn mit oben beschriebenen passiven Maßnahmen eine deutliche Reduktion des Wärmeeintrags in das Quarzglasfenster und damit der Kühllast erreicht werden könnte, würde der Nachteil der schlechteren Wärmeintegration der externen Fensterkühlung erst bei sehr hohen Receiveraustrittstemperaturen zum Tragen kommen. In Tabelle 3.4 ist eine gegenüberstellende Bewertung der beiden aktiven Kühlsysteme gegeben.

Tabelle 3.4: Bewertung der Erfüllung der Anforderungen an ein aktives Kühlsystem.

Anforderung	Interne Fensterkühlung	Externe Fensterkühlung
Quarzglastemperaturen < 800°C	++	++
geringe Temperaturgradienten	++	+ ¹
Transmission der Solarstrahlung	-	++
thermische Integration	++	-
geringer parasitärer Energieverbrauch	++	+
hohe Verlässlichkeit	+	+
technische Machbarkeit	+	+
Investitionskosten	-	+

¹ größerer Temperaturgradient über die Glasdicke vorhanden

Bewertung: ++ sehr gut, + gut, 0 befriedigend, - ausreichend

Eine endgültige Entscheidung, ob die externe oder interne Fensterkühlung vorzuziehen ist, lässt sich derzeit noch nicht treffen. Die Wahl wird von den vorliegenden Randbedingungen (z. B. Maximaltemperatur des Receivers), der weiteren Entwicklungen im F&E-Bereich (Reduktion des Wärmeeintrags durch passive Maßnahmen) und von den Erfahrungen aus den Testergebnissen der internen Fensterkühlung abhängen. Im Rahmen des REFOS-2-Projektes wurde eine externe Fensterkühlung entworfen, die im SOLGATE-Projekt gebaut und auf der Plataforma Solar de Almería getestet wurde.

3.4 Simulationsergebnisse

Bild 3.5 veranschaulicht Simulationsergebnisse des thermodynamischen Receivermodells. Die Diagramme zeigen Temperaturen und Wärmeströme am Fenster sowie Receiververluste eines HT-Moduls im Betrieb bei verschiedenen Temperaturen. Die gemittelten Temperaturen der internen und externen Seite $T_{m,int}$ und $T_{m,ext}$ sind Mittelwerte ohne den Fensterfußbereich ($z > 0,05$ m). Durch einen Strahlungsschutz und eine Flansch Kühlung besitzt der Fensterfußbereich eine geringere Temperatur als das restliche Fenster. Falls nicht anders vermerkt, beziehen sich im Folgenden alle Ausführungen auf die tiefe Fensterform ($h/r=1,36$). Es wird zugrunde gelegt, dass die Temperaturverteilung auf dem Einlass- und Auslassabsorber jeweils homogen ist. Der Einlassabsorber ist der Abschnitt des Absorbers, durch den Luft in den Receiver einströmt, bevor sie über den Auslassabsorber den Receiver verlässt (siehe auch Bild 2.2 rechts). Bis zu einer Auslassabsorber-Temperatur von 1050°C wird angenommen, dass die Temperatur des Einlassabsorbers 150 K unterhalb der Auslassabsorber-Temperatur liegt. Diese Bedingung liegt beim Betrieb eines HT-Moduls mit einem Temperaturhub von ca. 150 K vor. Für Luftaustrittstemperaturen größer als 1050°C wird aus materialtechnischen Überlegungen angenommen, dass der Receiver mit einem größeren Temperaturhub betrieben wird. Hier wird für alle Berechnungsfälle angesetzt, dass die Temperatur des Einlassabsorbers konstant bei 900°C liegt. Auf diese Änderung in den Randbedingungen ist der leichte Knick der Kurven bei 1050°C zurückzuführen.

3.4.1 Ohne Fensterkühlung

Die linke Spalte enthält Diagramme zum Betrieb eines Hochtemperatur-Moduls ohne Fensterkühlung. Im obersten Diagramm ist zu erkennen, dass ab Auslassabsorber-Temperaturen von ca. 820°C , die maximale Temperatur an der Glasinnenseite $T_{max,int}$ den maximal zulässigen Wert von 800°C überschreitet. Für einen Receiver mit einer Absorbertemperatur von 1000°C liegt die maximale Temperatur eines ungekühlten Fensters bereits bei ca. 940°C . Die Temperaturen auf der Glasinnenseite (T_{int}) liegen oberhalb der Temperaturen der Glasaußenseite (T_{ext}), da ein Teil der vom Absorber emittierten Wärmestrahlung direkt an der Oberfläche der Glasinnenseite absorbiert wird.

Das mittlere Diagramm der linken Spalte zeigt die am Fenster auftretenden Wärmeströme, wenn keine aktiven Kühlmaßnahmen eingesetzt werden. Positive Zahlenwerte stehen für Wärmeeinträge, negative Werte für Wärmeabträge aus dem Glas. Der größte Wärmeeintrag wird durch Absorption von Wärmestrahlung (\dot{Q}_{abs}) verursacht. Obwohl der emittierte Strahlungsfluss des Absorbers mit der vierten Potenz der Temperatur ansteigt, steigt die absorbierte Wärmeleistung im Fenster nicht in demselben Maße an. Dieses Verhalten ist auf die nicht-grauen Eigenschaften von Quarzglas zurückzuführen. Mit steigender Absorbertemperatur verschiebt sich das emittierte Spektrum in den transparenten Spektralbereich des Quarzglases. Bei einer Auslassabsorber-Temperatur von 1000°C wird eine Wärmeleistung von knapp 61 kW im Fenster absorbiert. Durch absorbierte Solarstrahlung (\dot{Q}_{sol}) wird nur ca. $9,2\text{ kW}$ in das Fenster eingekoppelt. Der Eintrag durch die erzwungene Konvektion der Absorberströmung in das Fenster ($\dot{Q}_{konv,int}$) spielt in der Gesamtbilanz nur eine untergeordnete Rolle ($< 2,5\text{ kW}$). Jedoch können lokal im Eintrittsbereich, je nach Strömungsführung hohe Wärme-

stromdichten auftreten. In derselben Größenordnung liegt der durch freie Konvektion von der Außenseite ($\dot{Q}_{konv,ext}$) erzielte Wärmeabtrag. Der größte Wärmeabtrag des Glases findet über Emission von Wärmestrahlung statt (\dot{Q}_{emis}).

Die Verluste des Receivermoduls setzen sich aus Strahlungsverlusten (\dot{Q}_{rad}) und Konvektionsverlusten ($\dot{Q}_{konv,ext}$) an die Umgebung zusammen. Verluste durch Wärmeleitung über den Kessel und den Fensterflansch sind hier nicht berücksichtigt. Bei einer Auslassabsorber-Temperatur von 1000°C betragen die Verluste eines Receivermoduls (\dot{Q}_{total}) insgesamt 32,5 kW. Die pro Modul eingekoppelte Leistung liegt in der Größenordnung von 450 kW.

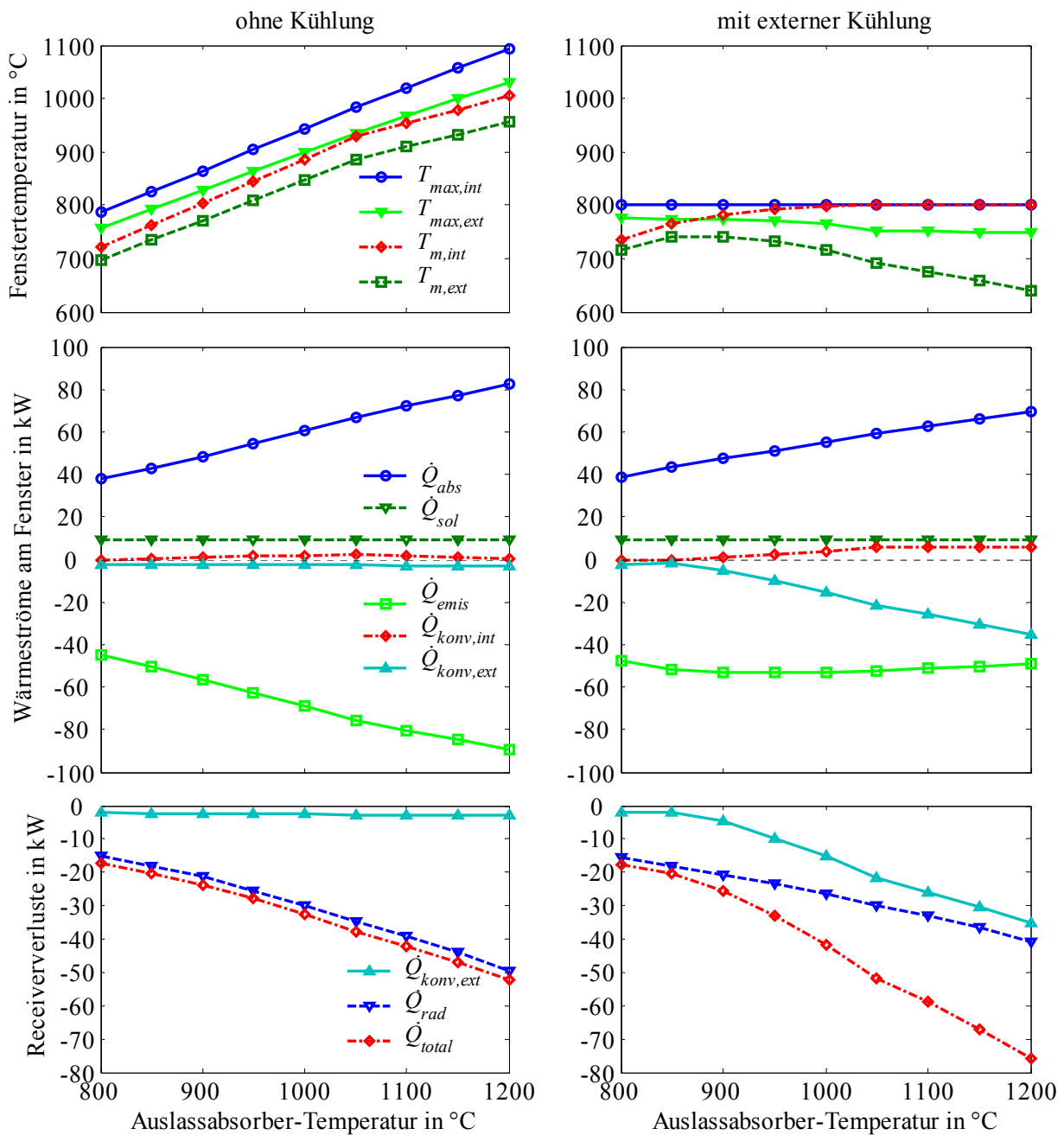


Bild 3.5: Temperaturen und Wärmeströme am Fenster, sowie Receiververluste in Abhängigkeit der Auslassabsorber-Temperatur. Linke Spalte: ohne Einsatz einer Fensterkühlung. Rechte Spalte: mit Einsatz einer externen Fensterkühlung.

3.4.2 Mit externer Fensterkühlung

Die rechte Spalte des Bildes 3.5 enthält Simulationsergebnisse zum Receiverbetrieb mit einer aktiven Kühlung von der externen Fensterseite. Für diese Simulationen gilt die Randbedingung, dass die Fenstertemperatur an keinem Punkt der Quarzglasoberfläche die Maximaltemperatur von 800°C überschreiten darf. Bei zunehmender Absorbertemperatur wird dann für jede Zone die notwendige Kühlleistung einer externen Kühlung berechnet. Es wird bei dieser Berechnung angenommen, dass die Kühlung optimal über das Fenster verteilt aufgebracht werden kann. Die berechneten Kühlleistungen und Receiververluste stellen also bezüglich einer realen Fensterkühlung Mindestwerte dar.

Im oberen, rechten Diagramm sind Fenstertemperaturen dargestellt. Um eine maximale Fenstertemperatur von 800°C einzuhalten werden für höhere Auslassabsorber-Temperaturen größere Kühlleistungen notwendig. Daher steigt der Temperaturgradient über das Quarzglas an, die Temperatur der externen Fensterseite T_{ext} sinkt. Die Temperaturzunahme der externen Seite im unteren Temperaturbereich bei steigender Modultemperatur ist darauf zurückzuführen, dass in diesem Bereich noch nicht alle Zonen des Quarzglases gekühlt werden müssen. Bei einer Auslassabsorber-Temperatur von 1000°C liegt die Temperatur der Glasinnenseite T_{int} bei ca. 800°C. Die gemittelte Temperatur der Glasaußenseite ($T_{m,ext}$) beträgt ca. 720°C.

Das mittlere Diagramm der rechten Spalte veranschaulicht die Wärmeströme beim Einsatz einer externen Fensterkühlung. Für eine Auslassabsorber-Temperatur von 1000°C liegt der mindestens abzuführende Wärmestrom ($\dot{Q}_{konv,ext}$) der externen Kühlung bei 15,3 kW. Auffallend ist, dass die Kühlleistung ab einer Absorbertemperatur von 850°C trotz stark nichtlinear ansteigender Bestrahlungsstärke ($E \sim T^4$) nicht im selben Maße ansteigt wie die Bestrahlungsstärke. Dieses Verhalten ist u. a. auf den im vorigen Unterkapitel erläuterten Effekt der nicht-grauen, strahlungsphysikalischen Eigenschaften zurückzuführen. Ebenfalls erwähnenswert ist, dass der Wärmeeintrag der Absorberströmung in das Fenster ($\dot{Q}_{konv,int}$) bei höheren Absorbertemperaturen aufgrund der geringeren Temperaturen des gekühlten Fensters im Vergleich zum ungekühlten Fall an Bedeutung gewonnen hat. Er beträgt jedoch maximal 5,6 kW.

Im unteren Diagramm der rechten Spalte sind die Verluste eines HT-Moduls bei aktivierter Fensterkühlung abgebildet. Kühl- und Strahlungsverluste (\dot{Q}_{total}) betragen bei einer Auslassabsorber-Temperatur von 1000°C insgesamt 41,7 kW. Dies stellt gegenüber einem Receivermodul ohne externe Fensterkühlung eine Vergrößerung der Verluste um 9,2 kW dar.

In Bild 3.6 links ist die örtliche Verteilung der mindestens erforderlichen Nusselt-Zahl zur Einhaltung der maximalen Fenstertemperatur von 800°C bei einer Auslassabsorber-Temperatur von 1000°C dargestellt. Die Nusselt-Zahl ist in Gleichung 4.9 auf Seite 37 definiert. Die kleinste Kühlleistung ist im unteren Teil des Fensters aufzubringen. Dort wird das Fenster durch die Sekundärkonzentrator-Extension auf der Außenseite sowie durch Strahlungsschutzbleche auf der Innenseite geschützt. Außerdem liegt die Einlassabsorber-Temperatur mit 850°C unterhalb der Temperatur des Auslassabsorbers. Die Kühlleistung nimmt vom Fensterfuß zum Fensterscheitel zu. Die ungleiche Verteilung der Nusselt-Zahlen in Umfangsrichtung des Fensters liegt in der inhomogenen, solaren Bestrahlungsstärke des Receivers zum betrachteten Referenzzeitpunkt begründet. Die Verteilung der Bestrahlungs-

stärke ist über den Tag veränderlich. Eine ideale Kühlkonfiguration sollte also keine Wärmeübergangsgradienten in Fensterumfangsrichtung und ein dem Anforderungsprofil entsprechendes Wärmeübergangsprofil in Lauflänge des Fensters aufweisen.

Bild 3.6 rechts veranschaulicht die zur Einhaltung der maximalen Fenstertemperatur von 800°C mindestens erforderliche, über das Fenster gemittelte Nusselt-Zahl und die maximale Nusselt-Zahl für verschiedene Auslassabsorber-Temperaturen. Die Berechnung der mittleren Nusselt-Zahlen erfolgte unter Ausschluss des Fensterfußbereichs ($z > 0,05\text{ m}$). Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass die gemittelten Nusselt-Zahlen ideale Mindestwerte bei optimaler Verteilung der Kühlleistung darstellen.

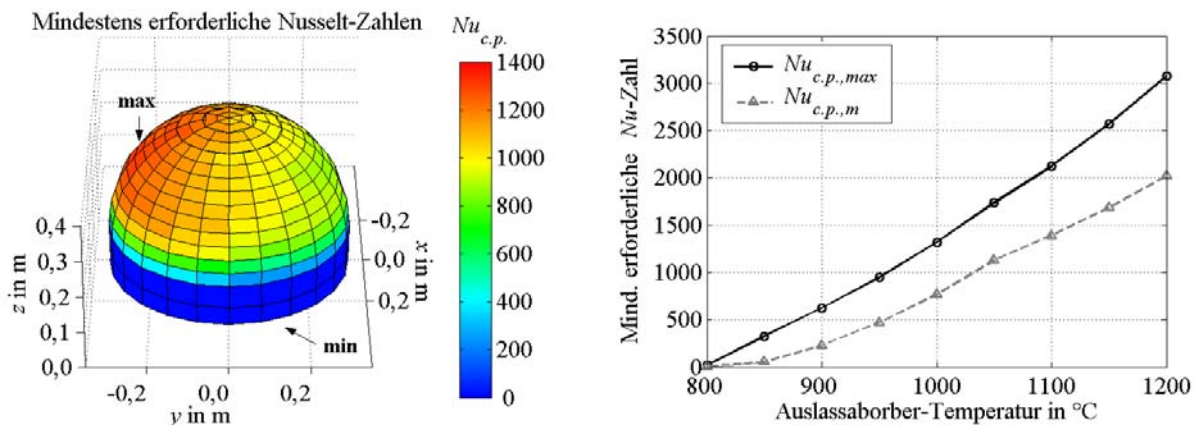


Bild 3.6: Mindestens erforderliche Nusselt-Zahlen, damit die maximale Fenstertemperatur 800°C nicht überschreitet ($T_f = 25^{\circ}\text{C}$). Links: Verteilung auf der Fensteroberfläche für eine Auslassabsorber-Temperatur von 1000°C . Rechts: Maximale und mittlere erforderliche Nusselt-Zahlen in Abhängigkeit der Auslassabsorber-Temperatur.

3.4.3 Halbkugel-Fenster

Tabelle 3.5 verdeutlicht den Einfluss des Einsatzes eines Halbkugel-Fensters ($h/r=1,00$) auf die Wärmeströme im Vergleich zum Einsatz des tieferen Original-Fensters ($h/r=1,36$). Der obere Teil der Tabelle listet die solaren Receiververluste am Fenster durch Reflexion und Absorption von Solarstrahlung auf. In den mittleren beiden Teilen sind thermische Receiververluste bei Auslass-Absorbertemperaturen von 1000°C bzw. 1200°C dargestellt, wenn das Fenster durch eine externe Kühlung auf eine Maximaltemperatur von 800°C gekühlt wird. Im unteren Teil sind die solaren und thermischen Gesamt-Receiververluste aufgeführt.

Wie zu erwarten, wird die Kühlleistung der Fensterkühlung bei Einsatz des Halbkugel-Fensters reduziert. Sie nimmt für Auslassabsorber-Temperaturen zwischen 1000°C und 1200°C um ca. $4,3\text{ kW}$ bzw. $10,0\text{ kW}$ ab, was einer Reduktion um 28% entspricht. Die Kühl-Wärmestromdichten bleiben jedoch nahezu unverändert.

Tabelle 3.5: Veränderung der solaren und thermischen Verluste und der Kühlleistung einer externen Fensterkühlung bei Einsatz eines Halbkugel-Fensters.

	Original-Fenster ($h/r=1,36$)	Halbkugel-Fenster ($h/r=1,00$)	Differenz
Solare Receiververluste am Fenster¹			
Absorption Solarstr. Fenster	8,8 kW (1,9%)	8,6 kW (1,8%)	-0,2 kW
Reflexion Solarstr. Fenster	9,0 kW (2,0%)	20,2 kW (4,4%)	+11,2 kW
Summe:	17,8 kW (3,9%)	28,8 kW (6,2%)	+11,0 kW
Thermische Receiververluste (HT-Modul bei 1000°C)			
Thermische Abstrahlung ²	26,4 kW	25,4 kW	-1,0 kW
Kühlleistung Fensterkühl.	15,3 kW	11,0 kW	-4,3 kW
Summe:	41,7 kW	36,4 kW	-5,3 kW
Thermische Receiververluste (HT-Modul bei 1200°C)			
Thermische Abstrahlung ²	40,7 kW	38,8 kW	-1,9 kW
Kühlleistung Fensterkühl.	35,1 kW	25,1 kW	-10,0 kW
Summe:	75,8 kW	63,9 kW	-11,9 kW
Gesamt-Receiververluste (solar und thermisch)³			
HT-Modul bei 1000°C	59,5 kW	65,2 kW	5,7 kW
HT-Modul bei 1200°C	93,6 kW	92,7 kW	-0,9 kW

¹ Solare Leistung in HT-Modul: 463,8 kW (100%); Details der Bestrahlungssituation siehe Tabelle 3.1

² Thermische Abstrahlung von Absorber und Fenster

³ Ohne Reflexion Solarstrahlung am Absorber (ca. 1%) und ohne Verluste über Kessel und Fensterflansch

Bei Einsatz eines Halbkugel-Fensters werden, vor allem durch die geringere Kühlleistung der Fensterkühlung, die thermischen Receiververluste um 5,3 kW (1000°C) bzw. 11,9 kW (1200°C) reduziert. Dagegen stehen jedoch erhöhte solare Reflexionsverluste. Sie steigen von 2,0% (Original-Fenster) auf 4,4% (Halbkugel-Fenster) der solaren Bestrahlungsstärke an. Insgesamt sind die solaren Verluste des Halbkugel-Fensters bei der betrachteten, solaren Bestrahlungssituation um 11,0 kW größer.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass durch den Einsatz eines Halbkugel-Fensters im Vergleich zum derzeit verwendeten, tiefen Fenster keine nennenswerte Reduktion der Receiververluste erreicht wird (bei einem 1200°C-Modul Reduktion um nur 0,9 kW). Bei einem 1000°C-Modul würde der Gesamt-Receiververlust sogar um 5,7 kW ansteigen. Durch Einsatz eines Halbkugel-Fensters wird aufgrund der geringeren Fläche die Kühlleistung einer externen Fensterkühlung bei annähernd gleicher Wärmestromdichte reduziert.

Die erhöhten, solaren Verluste eines Halbkugel-Fensters könnten reduziert werden, wenn eine Antireflexionsschicht für Solarstrahlung auf das Fenster aufgebracht würde. Es gelten jedoch die in Abschnitt 3.3.1 gemachten Bemerkungen zur Verfügbarkeit von hochtemperaturstabilen, selektiven Beschichtungen. Weitere Entscheidungskriterien hinsichtlich einer anderen Fensterform sind Festigkeits-, Fertigungs- und Kostenaspekte, die jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht vertieft werden.

4 Grundlagen der externen Fensterkühlung

In diesem Kapitel werden Grundlagen und Definitionen zur externen Fensterkühlung gegeben, auf die im Laufe der Arbeit Bezug genommen wird.

4.1 Stand des Wissens Strahlströmungen

In der industriellen Praxis werden flüssige oder gasförmige Strahlströmungen bereits seit langem benutzt, um Stoff- bzw. Wärmeübergangsprozesse zu beschleunigen. Sie werden in der Stahl- und Glasindustrie zum Erwärmen, Abkühlen und Härten von Bauteilen verwendet. In der Elektronikindustrie dienen sie zum Kühlen von thermisch hoch belasteten Bauteilen. Schaufeln von Gasturbinen werden z. B. durch Prallstrahlen gekühlt. In der Papier- und Textilindustrie werden sie zum Trocknen eingesetzt.

Tritt ein Fluid aus einer Öffnung in einen „halbunendlichen Raum“ eines ruhenden Fluids aus, so entsteht zunächst ein Freistrah. Strömt dieser Freistrah auf eine Oberfläche, so spricht man von einem Prallstrahl. Ein Wandstrahl liegt vor, wenn die Geschwindigkeitsvektoren der Strahlströmung parallel zur Oberfläche verlaufen. Bild 4.1 zeigt die verschiedenen Gebiete eines Freistrahles (rechts) und Prallstrahles (links). Umfangreiche Beschreibungen der Strahlströmung sind in den Lehrbüchern von z. B. Abramovich [76] oder Rajaratnam [77] gegeben und werden hier nicht wiederholt.

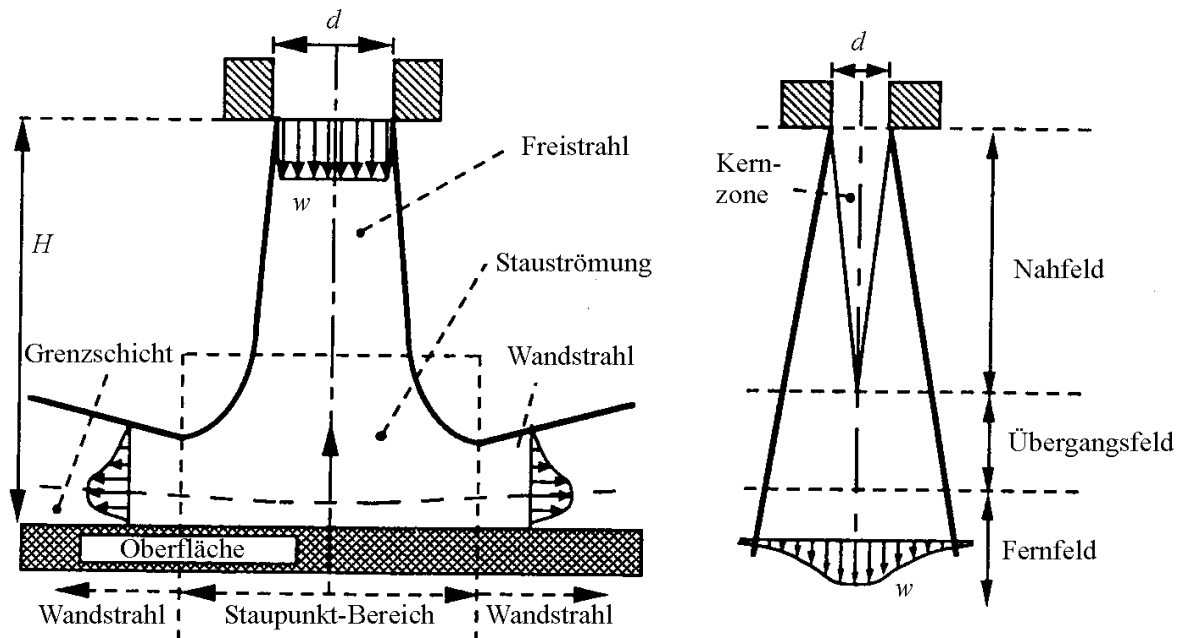


Bild 4.1: Strömungsgebiete eines Prallstrahles und eines Freistrahles (adaptiert aus [78]).

Aufgrund der großen Bedeutung der Strahlströmungen im Gebiet des Stoff- und Wärmeüberganges ist in den letzten Jahrzehnten hierzu weltweit verstärkt Forschung betrieben worden. Der meist betrachtete Fall ist der Prallstrahl einer Einzeldüse auf eine flache Platte, z. B. in [79-82]. Auch der Wärme- und Stoffübergang in Düsenfeldern wird analysiert, z. B. in

[80]. Das Verhalten von Prallstrahlen auf geneigten (z. B. [83, 84]) oder gekrümmten (z. B. [85-87]) Oberflächen wird ebenfalls untersucht. Zahlreiche zusätzlich zu variierende Parameter, wie z. B. der untersuchte Re-Zahl-Bereich, der Düsenabstand von der Oberfläche, die Düsengeometrie, der Turbulenzgrad der Strömung, die Geometrie des Abströmgebietes oder eine Verdrallung (z. B. [88]) oder Pulsation (z. B. [89-91]) der Düsenströmung erhöhen die Komplexität des Forschungsgebietes. Gute Übersichtsarbeiten, die die Vielfalt strukturieren, sind z. B. von Martin [80] oder Viskanta [78] erstellt worden.

Die geometrischen Verhältnisse bei der externen Fensterkühlung des Receiverfensters weichen von den in der Literatur analysierten Konfigurationen deutlich ab. In der Regel wird die Düsenposition hinsichtlich der Erreichung einer maximalen Kühleffizienz optimiert. Die Düse müsste für die konkave Form des Receiverfensters deshalb längs der Rotationsachse des Fensters auf den Scheitelpunkt des Fensters ausgerichtet sein (siehe Bild 4.2 links). Dies ist jedoch aufgrund der dort vorliegenden, hoch konzentrierten Solarstrahlung nicht möglich, da ansonsten deren Transmission in den Receiver gemindert würde. Die Düsen müssen daher im Lagerbereich des Fensters im Strahlungsschutz des Sekundärkonzentrators installiert werden (siehe Bild 4.2 rechts). Die Konfiguration eines Hohlkörpers mit konkaver Oberfläche ohne freie Wahl der Düsenposition wurde in der Literatur bisher noch nicht behandelt. Im Rahmen dieser Arbeit wird sie mit Hilfe von Strömungssimulationen und Wärmeübergangsmessungen näher untersucht.

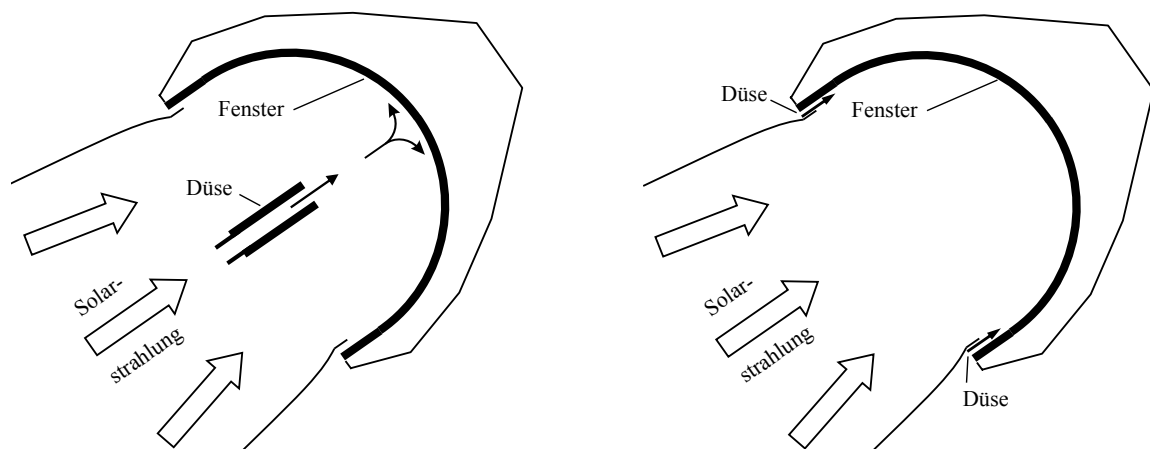


Bild 4.2: Die links skizzierte Düsenposition wäre aus strömungstechnischer Sicht optimal, sie ist aber aus optischen Gründen (konzentrierte Solarstrahlung) nicht möglich. Die Düsen müssen am Randbereich des Fensters installiert werden (rechts).

4.2 Untersuchte Kühlkonfigurationen

Zur Erzielung einer möglichst homogenen Wärmeübergangskoeffizientenverteilung sind einige Kühlkonfigurationen numerisch und experimentell analysiert worden. In Bild 4.3 sind verschiedene Konfigurationen skizziert. In allen Fällen sind die Düsen in gleichmäßigem Abstand voneinander im Lagerbereich des Fensters positioniert.

Zuerst wurden symmetrische Kühlkonfigurationen mit sechs und neun Düsen betrachtet (Bild 4.3 links). Bei den symmetrischen Fällen werden alle Düsen gleichzeitig mit demselben Massenstrom durchströmt. Um die Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten zu homogenisieren, wurden symmetrische Konfigurationen mit verschieden stark verdrehten Strömungen untersucht. Eine Verdrehung der Strömung wurde durch ein Neigen der Düsen, wie in Bild 4.3 Mitte angedeutet, erzeugt.

Schließlich wurden asymmetrische Fälle mit Massenstrom-Pulsation analysiert. In diesen Konfigurationen sind 18 Düsen im Lagerbereich des Fensters, entsprechend der 18-eckigen Austrittsapertur des Sekundärkonzentrators installiert. Nur wenige der Düsen werden mit einem Luftmassenstrom beaufschlagt, während die Gegenüberliegenden inaktiv sind. Die Situation zu einem bestimmten Zeitpunkt für fünf gleichzeitig betriebene Düsen ist in Bild 4.3 rechts skizziert. Indem nacheinander an den Rändern des aktivierten Düsenbereiches Düsen aktiviert und deaktiviert werden, rotiert das gut gekühlte Gebiet entlang des Fensterumfanges, was gemittelt über die Zeit, eine geeignete Wärmeübergangsverteilung auf der Fensteroberfläche erzeugt. Die asymmetrische, pulsierende Kühloption wurde für Konfigurationen mit drei bis sechs gleichzeitig aktiven Düsen untersucht.

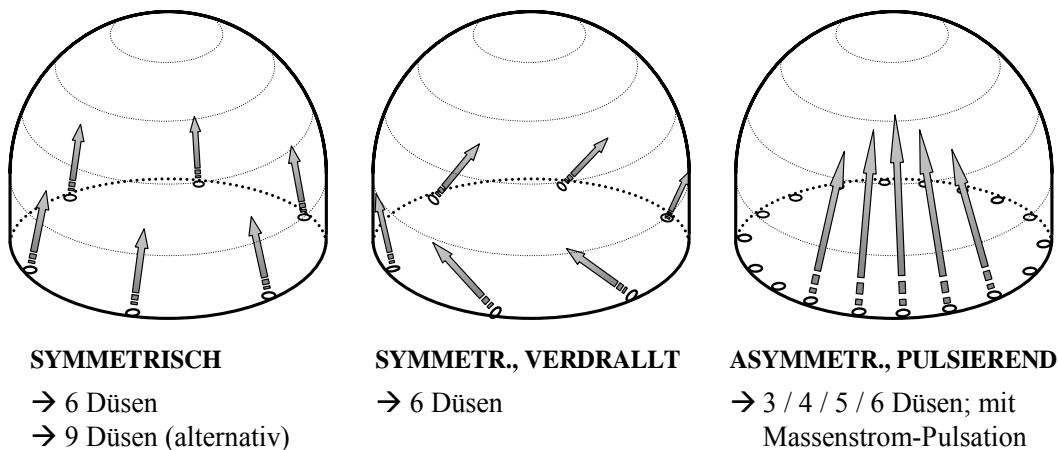


Bild 4.3: Untersuchte Kühlkonfigurationen.

Alle Kühlkonfigurationen wurden mit verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten sowie -durchmessern untersucht. Ebenso wurde der Einfluss verschiedener Düsentypen analysiert: Strömungs- und Wärmeübergangsuntersuchungen wurden für runde und schlitzförmige Düsenaustrittsformen durchgeführt.

4.3 Dimensionsanalyse

Im ersten Teil dieses Abschnittes wird eine Dimensionsanalyse für die externe Fensterkühlung durchgeführt und damit die Grundlage für funktionale Beziehungen für den Wärmeübergang aufgestellt. Im zweiten Abschnitt werden exakte Definitionen der im weiteren Verlauf der Arbeit benutzten Kenngrößen gegeben.

4.3.1 Einflussgrößen und dimensionslose Kennzahlen

Strömungsfeld und Wärmeübergang der untersuchten Kühlkonfigurationen hängen von einer Vielzahl von Variablen ab. Um die Anzahl der zu untersuchenden Variationen einzuschränken, bietet sich der Einsatz der Dimensionsanalyse an. Durch ihre Unabhängigkeit vom Maßsystem eröffnen dimensionslose Kennzahlen die Möglichkeit, die Ergebnisse auf ähnliche Probleme zu übertragen.

Das Nahfeld des Düsenaustritts ist durch den Düsentyp, die Düsendimensionen (hydraulischer Durchmesser d_h), die mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_m , die Turbulenzintensität I , die Dichte ρ und die Viskosität η des Fluids bestimmt. Das Fernfeld hängt außerdem von der Gesamtzahl der Düsen n , deren Position ϕ_i und Orientierung ab. Die Orientierung einer Düse i kann durch einen Azimutwinkel φ_i und einen Polarwinkel ϑ_i beschrieben werden (siehe Bild 4.4). Zusätzlich spielt die Fenstergeometrie eine Rolle. Sie kann über den Fensterdurchmesser d_F und die maximale Lauflänge L_{max} beschrieben werden. Die Länge L_{max} wird entlang der Fensteroberfläche vom Düsenaustritt zum Scheitel des Fensters gemessen. Offensichtlich ist der Wärmeübergangskoeffizient eines Punktes P auch eine Funktion des Ortes auf der Fensteroberfläche, der über zwei Koordinaten L_P und ϕ_P ausgedrückt werden kann. Spielt freie Konvektion eine Rolle, so sind die Gravitationskonstante g und die Dichtedifferenz $\Delta\rho$ aufgrund der Temperaturdifferenz ΔT im Temperaturfeld von Bedeutung. Zu-

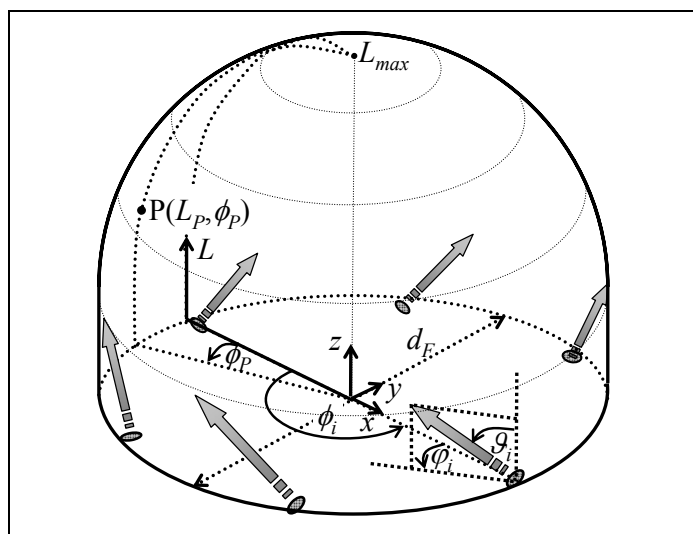


Bild 4.4: Bezeichnung der Winkel zur Düsenorientierung und Koordinatensysteme zur Beschreibung der Glasoberfläche.

dem wird das Temperaturfeld noch durch den Wärmeübergangskoeffizient α , die spezifische Wärmekapazität c_p und die thermische Leitfähigkeit λ bestimmt. In einer turbulenten Grenzschicht besitzt außerdem die Wandrauhigkeit k einen Einfluss auf die Wandschubspannung und den Wärmeübergang.

Insgesamt gibt es 20 unabhängige, relevante Größen, deren Einheiten durch die vier Basisdimensionen Masse (kg), Länge (m), Zeit (s) und Temperatur (K) darstellbar sind. Laut dem π -Theorem von Buckingham [92] gibt es dann $20-4=16$ dimensionslose Kennzahlen. Ein möglicher Satz von Kennzahlen ist in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Tabelle 4.1: Dimensionslose Kennzahlen und ihre Definition.

1	2	3	4	5	6	7	8
$Nu = \frac{\alpha \cdot L_{\max}}{\lambda}$	$Re = \frac{w_m \rho d_h}{\eta}$	$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda}$	$Ec = \frac{w^2}{c_p \Delta T}$	$Ga = \frac{g L_{\max}^3 \rho^2}{\eta^2}$	I	$\frac{\Delta \rho}{\rho}$	$\frac{L_P}{d_h}$
9	10	11	12	13	14	15	16
ϕ_P	$\frac{d_F}{d_h}$	$\frac{L_{\max}}{d_h}$	$\frac{k}{d_h}$	n	ϕ_i	φ_i	\mathcal{G}_i

Bei der Herleitung wurden, mit Ausnahme der Dichte, konstante Stoffwerte (λ , η , c_p) angenommen. Bei variablen Stoffwerten treten weitere dimensionslose Kennzahlen auf, die das Verhältnis der Stoffwerte bei Wandtemperatur T_w und Fluidtemperatur T_f darstellen (λ_w/λ_f , η_w/η_f , $c_{p,w}/c_{p,f}$). Bei Gasen ist es möglich, den Einfluss aller variablen Stoffwerte durch nur eine weitere dimensionslose Kennzahl darzustellen, nämlich durch den Temperaturquotienten T_w/T_f (Methode der Temperaturverhältnisse). Dies führt zu Potenzgesetzen der Art $(T_w/T_f)^p$, deren Exponent p jedoch nicht mehr unabhängig vom Stoff ist [93].

Aus dem Produkt der Galilei-Zahl und dem Dichtequotienten lässt sich die Grashof-Zahl bilden: $Gr = Ga \cdot \Delta \rho / \rho$. Die Nusselt-Zahl an einem Punkt P der Fensteroberfläche lässt sich als eine Funktion der folgenden dimensionslosen Variablen darstellen:

$$Nu_P = f(Re, Pr, Ec, Gr, I, L_P/d_h, \phi_P, d_F/d_h, L_{\max}/d_h, k/d_h, T_w/T_f, n, \phi_i, \varphi_i, \mathcal{G}_i) + \text{Düsentyt}$$

Für Geschwindigkeiten unterhalb der Schallgeschwindigkeit kann die Eckert-Zahl vernachlässigt werden. Das Verhältnis Gr/Re^2 stellt den Quotienten aus Auftriebskräften zu Impulskräften dar. Da Gr/Re^2 für die Fensterkühlung viel kleiner als eins ist, dominiert die erzwungene Konvektion und der Einfluss der freien Konvektion kann vernachlässigt werden. Die Fenstergeometrie und die Oberflächenrauhigkeit sind konstant. Daher müssen die dimensionslosen Kennzahlen d_F/d_h , L_{\max}/d_h , und k/d_h nicht als Variablen in die Betrachtung einbezogen werden. Mit diesen Annahmen vereinfacht sich die Korrelation für die Nusselt-Zahl an einem Punkt P zu:

$$Nu_P = f(Re, Pr, I, L_P/d_h, \phi_P, T_w/T_f, n, \phi_i, \varphi_i, \mathcal{G}_i) + \text{Düsentyt}$$

Der Einfluss der Turbulenzintensität I am Düsenaustritt auf den gemittelten Wärmeübergang ist nur sehr gering (siehe Kapitel 7.1.4.1). Bei einer Mittelung über die Glasoberfläche kann daher dieser Einflussfaktor vernachlässigt werden. Ebenfalls fallen die Ortskoordinaten L_P/d_h

und ϕ_p weg. Die gemittelte Nusselt-Zahl kann dann über folgende dimensionslose Kennzahlen beschrieben werden:

$$Nu_m \approx f(Re, Pr, T_w/T_f, n, \phi_i, \phi_i, \mathcal{G}_i) + \text{Düsentyp}$$

Der mittlere Wärmeübergang hängt also für eine konkrete Kühlkonfiguration (n , ϕ_i , ϕ_i , und \mathcal{G}_i sind festgelegt) nur von der Reynolds-Zahl, der Prandtl-Zahl, vom Temperaturverhältnis und vom Düsentyp ab.

4.3.2 Definitionen der wichtigsten Größen

In diesem Abschnitt sind die Definitionen der wichtigsten Größen der externen Fensterkühlung zusammengestellt.

4.3.2.1 Fluidreferenztemperatur für den Wärmeübergangskoeffizienten

Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient ist definiert als:

$$\alpha = \frac{\dot{q}_{konv}}{T_w - T_f} \quad (4.1)$$

Ein wichtiger Aspekt ist die Definition und Angabe einer sinnvollen Fluidreferenztemperatur T_f , mit der der Wärmeübergangskoeffizient gebildet wird. Eine ausführliche Diskussion der in Frage kommenden Fluidtemperaturen des Strömungsfeldes wird in Anhang A gegeben.

Strömungssimulationen. Bei den durchgeführten Simulationen (Kapitel 5 und 7) wird bei Anwendung der Gleichung 4.1 nur eine einzige Fluidreferenztemperatur für das gesamte Strömungsfeld vorgegeben. Als sinnvolle Größe wird eine mittlere Fluidtemperatur $T_{f,m}$ angesehen. Sie wird aus dem Mittelwert der Temperaturen zwischen den ein- und austretenden Strömen bestimmt. Die Eintrittstemperatur $T_{f, \text{ein}}$ in das Strömungsgebiet ist gleich der Düsenaustrittstemperatur, die identisch mit der Umgebungslufttemperatur ist. Die Temperatur der austretenden Strömung kann mittels einer Energiebilanz berechnet werden. Sämtliche Größen sind in der Simulation zugänglich. Die arithmetische Mittelung mit der Eintrittstemperatur $T_{f, \text{ein}}$ ergibt die mittlere Temperatur $T_{f,m}$:

$$T_{f,m} = T_{f, \text{ein}} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\dot{Q}}{R \cdot \dot{M}_{\text{Düse, ges}} \cdot c_p} \quad (4.2)$$

mit:	$T_{f, \text{ein}}$	Fluideintrittstemperatur = Düsenaustrittstemperatur
	\dot{Q}	Konvektiv übertragener Wärmestrom am Fenster
	R	Entrainment Quotient
	$\dot{M}_{\text{Düse, ges}}$	Massenstrom aus allen Düsen (ausschließlich Entrainment)

Als Entrainment wird das Mitreißen von Umgebungsluft bezeichnet. Der zur Berechnung von $T_{f,m}$ benötigte Entrainment-Quotient R stellt das Verhältnis des gesamten Massenstromes \dot{M}_{tot} (alle Düsen und Entrainment) zum Massenstrom aus allen Düsen $\dot{M}_{\text{Düse, ges}}$ (ausschließ-

lich Entrainment) dar. Der Entrainment-Quotient R ist aus den Strömungssimulationen bestimmbar und ist folgendermaßen definiert:

$$R = \frac{\dot{M}_{tot}}{\dot{M}_{Düse, ges}} \quad (4.3)$$

Damit lautet Gleichung 4.1 für Wärmeübergangskoeffizienten der Strömungssimulation:

$$\alpha_{T_{f,m}} = \frac{\dot{q}_{konv}}{T_w - T_{f,m}} \quad (4.4)$$

Labormessungen. Für die experimentelle Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten mit dem eingesetzten Messverfahren ist die Kenntnis der Fluidtemperatur nicht notwendig (siehe Kapitel 6). Für die Interpretation, die Nutzung und den Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten mit Simulationen ist sie jedoch unabdingbar. Da die lokal vorliegende Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid die treibende Kraft für die Wärmeübertragung ist, stellt die adiabate Fluidtemperatur $T_{f,ad}$ (Definition siehe Anhang A) die korrekte Wahl der Fluidreferenztemperatur T_f dar. Damit lautet Gleichung 4.1 für die Wärmeübergangskoeffizienten aus den Messungen folgendermaßen:

$$\alpha_{T_{f,ad}} = \frac{\dot{q}_{konv}}{T_w - T_{f,ad}} \quad (4.5)$$

Mit der adiabaten Fluidtemperatur sind die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten unabhängig von der stromaufwärts liegenden, thermischen Randbedingung und sind eine reine Funktion der Systemgeometrie, der Strömungsmechanik und der Stoffwerte [94], siehe auch Anhang A.

Zur Nutzung der gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten bei der Berechnung von Wärmeströmen ist die adiabate Fluidtemperatur $T_{f,ad}$ notwendig, die aber im Allgemeinen nicht zugänglich ist. Als gute Näherung lässt sich die mit Gleichung 4.2 ermittelbare, mittlere Fluidtemperatur $T_{f,m}$ benutzen, also

$$T_{f,ad} \approx T_{f,m}. \quad (4.6)$$

Der durch die Näherung $\alpha_{T_{f,ad}} \approx \alpha_{T_{f,m}}$ verursachte Fehler wird in Kapitel 7.1.1 quantifiziert.

4.3.2.2 Hydraulischer Durchmesser

Der hydraulische Durchmesser einer beliebig geformten Düse mit der Austrittsquerschnittsfläche A wird folgendermaßen definiert:

$$d_h = 2\sqrt{\frac{A}{\pi}} \quad (4.7)$$

Für eine Runddüse ergibt sich hieraus der Durchmesser d . Für eine Rechtecksdüse der Länge l und der Breite b wird Gleichung 4.7 zu $d_h = 2\sqrt{(l \cdot b)/\pi}$. Mit dieser Definition resultiert für zwei Fluidströmungen mit denselben hydraulischen Durchmessern d_h und denselben Austritts-

geschwindigkeiten w_m (d. h. mit identischen Reynolds-Zahlen) identische Impulsströme. Die Impulsströme sind für das Fernfeld der Düsenströmung und für den mittleren Wärmeübergang auf dem Receiverfenster bestimmend.

4.3.2.3 Stoffgrößen und Längen für die dimensionslosen Kennzahlen

Reynolds-Zahl. Die Reynolds-Zahl ist eine Kenngröße für den Nahbereich der Düsenströmung. Sie wird deshalb mit dem hydraulischen Durchmesser der Düse d_h (Gleichung 4.7), der mittleren Austrittsgeschwindigkeit w_m und den Stoffwerten bei Düsenaustrittstemperatur $T_{f, \text{ein}}$ gebildet:

$$Re = \frac{w_m \rho d_h}{\eta} \quad (4.8)$$

Nusselt-Zahl. Die Nusselt-Zahl wird mit dem durch Gleichung 4.1 definierten Wärmeübergangskoeffizienten und der maximalen Lauflänge des Fensters L_{max} gebildet. Die Wärmeleitfähigkeit λ wird bei der Düsenaustrittstemperatur $T_{f, \text{ein}}$ berechnet. Für die Berücksichtigung variabler Stoffwerte über die Methode der Stoffwertverhältnisse ist es erforderlich, dass die Stoffwerte in den beiden Nusselt-Zahlen Nu und $Nu_{c.p.}$ bei derselben Temperatur genommen werden [95] (siehe auch Kap. 7.1.2). Für Luft der Temperatur $T_{f, \text{ein}}=25^\circ\text{C}$ ist $\lambda=0,02606 \text{ W/(mK)}$:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L_{\text{max}}}{\lambda} \quad \text{mit } L_{\text{max}}=0,599 \text{ m} \quad (4.9)$$

Prandtl-Zahl. Die Prandtl-Zahl wird ebenfalls bei der Düsenaustrittstemperatur $T_{f, \text{ein}}$ genommen:

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (4.10)$$

Temperaturverhältnis. Aus Gründen der besseren Anwendbarkeit der Nusselt-Korrelationen des Kapitels 7 wird für die Fluidtemperatur im Temperaturverhältnis T_w/T_f die Düsenaustrittstemperatur $T_{f, \text{ein}}$ verwendet. Die Verwendung einer mittleren Fluidreferenztemperatur (z.B. $T_{f, m}$) würde zur Berechnung der Nusselt-Zahl einen iterativen Lösungsweg notwendig machen, ohne dass die Genauigkeit signifikant erhöht werden würde. Die Temperaturen werden in der Einheit Kelvin eingesetzt.

5 Strömungssimulationen zur externen Fensterkühlung

In Industrie und Forschung werden mittlerweile in großem Umfang numerische Methoden zur Untersuchung von Strömungsvorgängen (CFD) eingesetzt. Die Vorteile sind verkürzte Entwicklungszeiten bei geringen Kosten, Untersuchung von Parameterbereichen, die im Experiment nicht realisierbar sind, das Aufbringen definierter Randbedingungen und umfassende Informationen über alle Strömungsgrößen. Der Nachteil der numerischen Untersuchung von Strömungsvorgängen liegt hauptsächlich in den Unsicherheiten der Ergebnisse. Diese Unsicherheiten haben ihre Ursache in Vereinfachungen bei der Modellbildung, der numerischen Approximation und Lösung der Gleichungen. Viele Vereinfachungen sind letztlich aufgrund begrenzter Rechnerleistungen notwendig.

In der Literatur sind zahlreiche Werke zur numerischen Strömungssimulation erschienen. Beispielhaft sind hier die Arbeiten von Anderson et. al. [96], Fletcher [97, 98], Ferziger/Perić [99] und Oertel/Laurien [100] genannt. Ausführlichere Darstellungen zur numerischen Behandlung der Wärmeübertragung durch Strömungsvorgänge geben z. B. Patankar [101] oder Cebeci/Bradshaw [102]. Informationen zur Turbulenzmodellierung findet man z. B. bei Wilcox [103], Pope [104] oder Bradshaw [105]. Aufgrund der Fülle an vorhandener Literatur wird in dieser Arbeit daher nicht vertieft auf die Grundlagen der Strömungssimulation eingegangen und stattdessen auf die Literatur verwiesen.

Die vorgestellten Kühlkonfigurationen der externen Fensterkühlung werden mittels der kommerziell erhältlichen CFD-Software FLUENT [106] untersucht. In FLUENT sind die Strömungsbilanzgleichungen über einen Finite-Volumen-Ansatz in algebraischen Gleichungen auf einem Rechengitter transformiert worden, welche dann gelöst werden. Zur Geometrie- und Gittergenerierung wird der Preprozessor GAMBIT [107] verwendet, welcher sowohl strukturierte als auch unstrukturierte Netze erzeugen kann. Weitere Informationen sind in den jeweiligen Benutzeranleitungen [106, 107] bzw. in der oben angegebenen Literatur zu finden.

In diesem Kapitel wird der Aufbau des numerischen Modells beschrieben und eine Abschätzung des numerischen Fehlers gegeben. Die Ergebnisse der Strömungssimulationen werden später in Verbindung mit den Ergebnissen der Labormessungen in Kapitel 7 präsentiert. Durch Vergleich von Simulation und Messung können die Simulationsergebnisse validiert werden.

5.1 Modellaufbau

Im Folgenden wird der Aufbau des numerischen Modells beschrieben. Einzelheiten zur Geometrie des Receivers und des Sekundärkonzentrators wurden in Kapitel 2.2.2.2 dargestellt.

5.1.1 Strömungsgebiet und Vernetzung

Das Strömungsgebiet für die numerische Berechnung umfasst sowohl den Hohlraum des Fensters als auch das Luftvolumen des Sekundärkonzentrators. In einer numerischen Untersuchung wurde gezeigt, dass eine Reduktion der Anzahl der Zellen durch völlige oder teilweise Vernachlässigung des Sekundärkonzentrator-Luftvolumens nicht möglich ist. Bei einer Verkürzung des modellierten Sekundärkonzentrator-Bereichs wird der Luftaustausch zwischen Umgebung und Fensterhohlraum verbessert, was zu einer zu hohen Wärmestromdichte der Kühlströmung auf der Fensteroberfläche führt. Aus diesem Grund muss das gesamte Strömungsgebiet modelliert werden.

Die bequemste Art und Weise, ein komplexes, dreidimensionales Berechnungsgebiet zu diskretisieren, ist die Vernetzung mit Tetraedern. Um jedoch diffusive Effekte zu vermindern, ist eine große Anzahl an Tetraederzellen notwendig. Eine bessere Qualität weisen hier strukturierte Hexaedernetze auf. Diese lassen sich aber schlechter an geometrische und strömungsmechanische Gegebenheiten anpassen. Ein guter Kompromiss bezüglich Flexibilität, Genauigkeit und Anzahl der Zellen ist ein hybrides Netz, welches sowohl Hexaeder als auch Tetraeder umfasst. Tetraeder werden nur dort benutzt, wo eine Vernetzung mit Hexaedern nicht möglich ist. Das Berechnungsgebiet ist in zahlreiche Blöcke unterteilt, um die Netzqualität und die Zellgröße zu kontrollieren. In Bild 5.1 ist ein Ausschnitt des blockstrukturierten, hybriden Gitters abgebildet. Der größte Anteil des Volumens ist mit einem strukturierten Hexaedernetz mit hoher Qualität vernetzt.

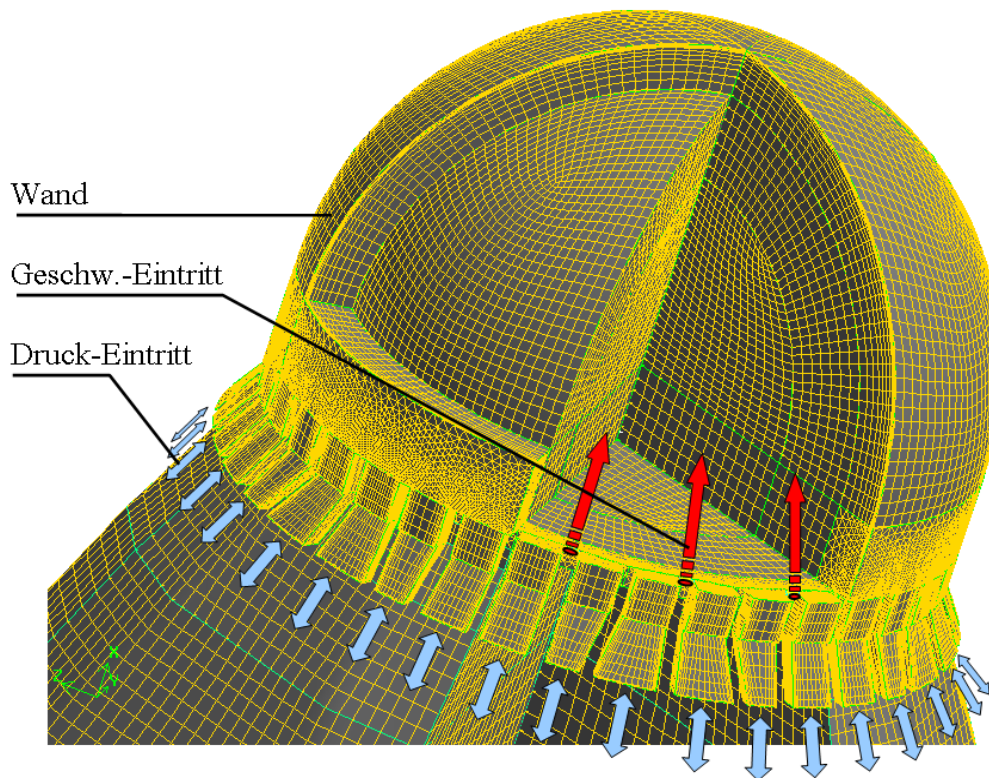


Bild 5.1: Ausgangsrechengitter und Randbedingungen.

Da der Sekundärkonzentrator eine hexagonale Eintrittsapertur besitzt, die in eine 18-eckige Austrittsapertur übergeht, ist das Berechnungsgebiet in sechs 60°-Stücke unterteilt. Jedes dieser 60°-Stücke besteht aus 19 Blöcken, von denen nur einer mit Tetraedern vernetzt ist. Um die hohen Gradienten in der Grenzschicht zum Receiverfenster aufzulösen, liegt eine allmähliche Verkleinerung der Zellgröße zur Wand hin vor. Entsprechend den Anforderungen für das Zwei-Schichten-Zonenmodell der Wandgrenzschicht, beträgt der dimensionslose Wandabstand etwa $y^+ \leq 1$. Damit wird die Grenzschicht bis zur viskosen Unterschicht aufgelöst. Eine Untersuchung des Einflusses des dimensionslosen Wandabstandes y^+ auf den Wärmeübergang ist in Bild 5.3 des Kapitels 5.2.2 dargestellt.

Tabelle 5.1 gibt eine kurze Zusammenfassung der Qualität des Ausgangsgitters. Die größte Anzahl der Zellen (75%) sind Hexaeder, 13% sind Tetraeder und 12% Prismen bzw. Pyramiden. Prismen werden in den Bereichen der Grenzschicht des Fensterbereiches verwendet, wo die Fensteroberfläche mit Tetraedern vernetzt ist. Die Pyramiden dienen dazu, das Hexaeder- mit dem Tetraedernetz zu verbinden.

Die Zellen sollten möglichst wenig von der Idealform eines Würfels bzw. gleichseitigen Tetraeders abweichen. Der so genannte „EquiAngle-Skew“-Quotient ist ein Maß dafür, wie stark die Winkel einer Zelle von ihren Idealwinkeln abweichen. Er ist für eine gleichseitige Zelle null und für eine vollkommen degenerierte Zelle eins. Für ein qualitativ hochwertiges Netz ist der durchschnittliche „EquiAngle-Skew“-Quotient kleiner als 0,4 [107]. Für das verwendete Netz liegt der durchschnittliche Wert bei ca. 0,2. Nur 3% der Zellen sind im Merkmal „EquiAngle-Skew“ von ausreichender Qualität. Der restlichen 97% sind exzellent oder gut.

Das Seitenverhältnis („Aspect Ratio“) ist ein Maß für die Längenverzerrung der Zellen. Eine gleichseitige Zelle besitzt ein „Aspect Ratio“ von eins. 61% der Zellen besitzen bezüglich des Merkmals Seitenverhältnis eine gute Qualität, 10% eine ausreichende Qualität. Die übrigen Zellen liegen alle in der Strömungsgrenzschicht, um dort die hohen Gradienten senkrecht zur Wand darstellen zu können.

Tabelle 5.1: Statistik der Vernetzungsqualität (Ausgangsgitter).

		Hexaeder	Tetraeder	Prismen/ Pyramiden	Summe
Insgesamt		75%	13%	12%	100%
EquiAngle-Skew					
0,00-0,25	exzellent	59%	2%	11%	72%
0,25-0,50	gut	16%	8%	0,5%	25%
0,50-0,75	ausreichend	< 3 Zellen	3%	0,1%	3%
0,75-0,90	schlecht	-	0,1%	-	-
0,90-1,00	sehr schlecht	-	-	-	-
Aspect Ratio					
< 2	gut	48%	13%	0,6%	61%
2-3	ausreichend	9%	0,4%	0,1%	10%
> 3	ausreichend ¹	19%	0,04%	11%	29%

¹ da Zellen in Grenzschicht

Die Gesamtzahl der Zellen der Ausgangsnetze für die asymmetrischen Kühlkonfigurationen beträgt 900.000 bis 1.000.000 Zellen. In den symmetrischen Fällen lässt sich eine periodische Randbedingung aufbringen. Hier ist die Geometrie etwas feiner vernetzt, was in Zellzahlen von 390.000 bzw. 310.000 für die Konfigurationen mit sechs bzw. neun Düsen resultiert. Diese Ausgangsnetze werden Schritt für Schritt durch eine adaptive Netzverfeinerung hinsichtlich Gradienten der Geschwindigkeit, turbulenten kinetischen Energie und Dissipation sowie in Bereichen hoher Geschwindigkeit angepasst. Der Adaptionsprozess wurde gestoppt, wenn die Änderungen im Wärmeübergangskoeffizient vernachlässigbar geworden sind. Eine Gitterverfeinerungsstudie ist in Kapitel 5.2.2 ausführlich dargestellt.

5.1.2 Randbedingungen

Für die Simulationen wird der Fensteroberfläche eine Wand-Randbedingung zugewiesen, die auf eine Temperatur von 1000 K gesetzt wird (siehe „Wand“ in Bild 5.1). Dieser Wert stellt eine mittlere Fenstertemperatur beim Betrieb des Solarreceivers dar. Der Strahlungsaustausch zwischen Absorber, dem nicht-grauen Fenster und der Umgebung wird mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Modell berechnet und ist in der Strömungssimulation nicht berücksichtigt. Ein Strahlungsmodell würde den ohnehin hohen Berechnungsaufwand für die Strömung nochmals deutlich erhöhen. Ziel der Strömungssimulationen ist es, konvektive Wärmeübergangskoeffizienten zu ermitteln. Die Annahme einer konstanten Wandtemperatur ist gerechtfertigt, weil Temperatureffekte aufgrund der variablen Stoffwerte auf den konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten für das Medium Luft nur sehr klein sind [93]. Strömungssimulationen haben gezeigt, dass sich bei einer Änderung der Wandtemperatur um 100 K der mittlere konvektive Wärmeübergangskoeffizient um weniger als 0,5% ändert (siehe auch Kapitel 7.1.2). Auf eine eventuelle Abweichung der Ergebnisse aufgrund verschiedener stromaufwärts liegender Randbedingungen wird in Kapitel 7.1.4.2 eingegangen. Eine letztendliche Temperaturverteilung wird im Anschluss an die Strömungssimulationen mit Hilfe des Strahlungsmodells von Kapitel 3 berechnet.

Da die ausgetauschten Wärmeströme mit der Sekundärkonzentrator-Struktur von geringer Bedeutung für die externe Fensterkühlung sind, wird an dieser Begrenzung eine adiabate Wand-Randbedingung aufgebracht.

An der Stelle, wo die Düsen in das Berechnungsgebiet stoßen, wird eine Geschwindigkeits-Eintritts-Randbedingung mit den Profilen der Geschwindigkeit, turbulenten kinetischen Energie und Dissipation einer turbulenten Rohrströmung aufgebracht. Die Lufteintrittstemperatur wird auf 298 K gesetzt. Drei Düseneintritte sind in Bild 5.1 mit dunklen Pfeilen markiert. Bei deaktivierten Düsen wird die Eintritts-Randbedingung durch eine adiabate Wand-Randbedingung ersetzt.

Zwischen Fensterflansch und Sekundärkonzentrator befinden sich kleine Lücken, über die ein Luftaustausch mit der Umgebung stattfindet. Durch verschiedene Simulationen mit geschlossenen Lücken wurde nachgewiesen, dass deren Einfluss auf den Wärmeübergang am Fenster nicht vernachlässigbar ist. In Bild 5.1 sind diese Hohlräume mit kleinen Doppelpfeilen markiert. An diesen Stellen wird eine Druck-Eintritts-Randbedingung aufgebracht, deren

Werte in Tabelle 5.2 aufgelistet sind. An der Sekundärkonzentrator-Apertur des Solarstrahlungseintritts wird eine Druck-Austritts-Randbedingung gesetzt. Die Werte sind ebenfalls in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Für die symmetrischen Kühlkonfigurationen werden nur Ausschnitte eines Sechstels bzw. eines Neuntels des Berechnungsgebietes modelliert, indem an den Schnittflächen rotationsperiodische Randbedingungen aufgebracht werden.

Tabelle 5.2: Druck-Randbedingungen.

	Druck-Eintritt (Lücken)	Druck-Austritt (Sek.apertur)
Totaler Druck ^{1,2} in Pa	0	0
Totale Temperatur ² in K	298	298
Turbulenzintensität ³ / in %	4,7	4,0
Turbulentes Größenmaß ³ in m	0,00175	0,0896

¹ Abweichung zum Referenzdruck $p=1013$ mbar ² Stagnationsgröße ³ Berechnet mit Beziehungen aus [106]

5.1.3 Eingesetzte Modelle und Löser

Bilanzgleichungen. Die Bilanzgleichungen für Masse, Energie und Impuls [106] stellen gemeinsam mit den Stoffwertgleichungen ein vollständiges System zur Beschreibung von laminaren und turbulenten Strömungen dar. Für die direkte numerische Simulation (DNS) einer turbulenten Strömung muss jedoch das Rechengitter so fein sein, dass die Mikrostrukturen der Turbulenz noch aufgelöst werden können. Für praktische Anwendungen ist daher eine DNS aufgrund limitierter Rechnerleistung derzeit nicht möglich. Stattdessen werden die Navier-Stokes-Gleichungen (Impulsgleichung für Newtonsche Fluide) in CFD-Programmen vielfach gemittelt. Man erhält die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS), die neue, unbekannte Terme, die so genannten Reynoldsspannungen enthalten. Der durch die Mittelung verursachte Informationsverlust muss durch empirisches Wissen aufgefangen werden. Dies ist die Aufgabe der Turbulenzmodellierung.

Turbulenzmodell. Viele Turbulenzmodelle verwenden das Konzept der Wirbelviskosität. Hier wird angenommen, dass die Reynoldsspannungen proportional zu den Geschwindigkeitsgradienten sind (Boussinesq Näherung). Analog zur Viskosität η bei laminaren Strömungen wird die Wirbelviskosität η_t eingeführt, die von der Turbulenzstruktur abhängt. Die einfachsten Turbulenzmodelle verwenden algebraische Gleichungen zur Berechnung der Wirbelviskosität. Sie vernachlässigen den Transport der Turbulenzgrößen und gehen davon aus, dass die lokale Produktion gleich groß wie die lokale Dissipation von Turbulenz ist. Die Turbulenzmodelle mit einer Transportgleichung (One-Equation Models) bilanzieren häufig die turbulente kinetische Energie k , aus der dann die Wirbelviskosität η_t bestimmt wird. Aufwändigere Modelle sind Modelle mit zwei Transportgleichungen für Turbulenzgrößen (Two-Equation Models). Die zwei bekanntesten Gruppen sind die k - ε -Modelle und die k - ω -Modelle, bei denen die zweite Transportgleichung für die turbulente Dissipation ε bzw. die spezifische turbulente Dissipation $\omega=\varepsilon/k$ gelöst wird. Aus den zwei Turbulenzgrößen k und ε bzw. k und ω wird dann die Wirbelviskosität η_t bestimmt.

Die bisher angesprochenen Turbulenzmodelle basieren alle auf dem Prinzip der Wirbelviskosität, einer skalaren Größe die eventuelle Anisotropien der Turbulenz vernachlässigt. Im Gegensatz dazu werden in den Reynolds-Spannungs-Modellen (RSM) für alle Einträge des Reynoldsspannungstensors der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen eigene Transportgleichungen gelöst. Zusätzlich wird eine weitere Gleichung benötigt, die das Längenmaß der Turbulenz beschreibt (meistens Gleichung für ε).

Bei der Large-Eddy-Simulation (LES) werden die größeren Wirbel der Turbulenz direkt mit den zeitabhängigen Navier-Stokes-Gleichungen gelöst, während kleinere Wirbel mit einem Turbulenzmodell (sub-grid model) modelliert werden.

Die Wahl eines angemessenen Turbulenzmodells und eine korrekte Wandbehandlung sind für die Simulation von Strömungen mit Wärmeübertragung essenziell. Die korrekte Darstellung des Ausbreitungsverhaltens eines Freistrahls und die korrekte, quantitative Bestimmung des Wärmeüberganges bei vertretbarem numerischem Aufwand ist eine Herausforderung für die Modellierung. Der Rechenaufwand einer LES ist gegenüber der DNS aufgrund eines etwas weniger dichten Netzes geringer, er ist jedoch im Vergleich zu den RANS-Modellen durch eine notwendige instationäre Lösung und ein feineres Rechengitter deutlich höher. Für Berechnungen zur Fensterkühlung ist die LES daher nicht einsetzbar. Zumeist funktionieren die Modelle der Boussinesq-Annahme sehr gut und der zusätzliche Aufwand an Rechnerleistung der RSM ist nicht gerechtfertigt, solange keine Situationen mit hoher anisotroper Turbulenz wie starker Drall oder spannungsinduzierte Sekundärströmungen vorliegen [106]. Aus diesen Gründen wird für den Fall der externen Fensterkühlung das RSM nicht eingesetzt. Die Zwei-Gleichungsmodelle stellen im Hinblick auf die vorhandene Rechnerleistung und die Art der Aufgabe derzeit eine optimale Wahl dar. Im Folgenden wird auf verschiedene Varianten von k - ε -Modellen und k - ω -Modellen eingegangen, und jeweils eine geeignet erscheinende Variante für Simulationen zur Fensterkühlung ausgewählt.

Das „standard“- k - ε -Modell berechnet die Verbreiterung eines runden Strahles 25% bis 40% höher als gemessen. Das RNG- k - ε -Modell überschätzt die Verbreiterung des Rundstrahles sogar um den Faktor zwei [103]. Das „realizable“ k - ε -Modell, wie von Shih [108] vorgeschlagen, stimmt besser mit der Strömungsphysik überein, da es bestimmte mathematische Beschränkungen nicht verletzt, wie dies bei den vorgenannten Modellen der Fall ist. Es stellt die Verbreiterung von runden wie schlitzförmigen Strahlen deutlich genauer dar [106, 108]. Aus der Reihe der k - ε -Modelle wird daher das „realizable“ k - ε -Modelle für die Berechnungen der externen Fensterkühlung eingesetzt.

Das auf Wilcox [103] basierende k - ω -Modell weicht von der gemessenen Verbreiterung eines Rundstrahles zwischen 3% und 9% ab und weist eine gute Darstellung der wandnahen Strömungsverhältnisse auf [103]. Das SST- k - ω -Modell von Menter [109] kombiniert die Vorteile des k - ω -Modells in Wandnähe mit den Vorteilen des k - ε -Modells in Wandferne, indem die beiden Modelle ineinander übergeblendet werden. Aus der Reihe der k - ω -Modelle wird daher das SST- k - ω -Modell für Berechnungen zur Fensterkühlung ausgewählt. In Kapitel 7.2 wird ein Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle hinsichtlich der Berechnung von Wärmeübergangskoeffizienten diskutiert.

Strömung in Wandnähe. Die beiden k - ω -Modelle können außerhalb wie auch innerhalb der Grenzschicht verwendet werden. In Wandnähe wird dann eine Variante für niedrige Re -Zahlen aktiviert [106]. Das „realizable“ k - ε -Modell ist für die niedrigen Re -Zahlen in Wandnähe nicht mehr gültig. Der Ansatz, diesen Bereich mittels Wandfunktionen zu überbrücken bringt im Fall der Fensterkühlung mit auftreffenden Strahlen und sich entwickelnden Grenzschichten keine befriedigenden Ergebnisse. Es wird daher bei Verwendung des „realizable“ k - ε -Modells ein Zwei-Schichten-Zonenmodell verwendet, welches in Wandnähe das Eingleichungsmodell von Wolfshtein [110] aktiviert. Die Vernetzung des Gitters und die Strömungsberechnung erfolgen bis in die viskose Unterschicht. Ein Indikator für eine ausreichend feine Vernetzung im Wandbereich ist der dimensionslose Abstand der wandnahen Zellen y^+ , für den $y^+ \leq 1$ sicher gestellt ist (siehe auch Kapitel 5.2.2).

Stoffwerte. Da die Geschwindigkeiten des Strömungsfeldes viel kleiner als die Schallgeschwindigkeit sind, kann die Strömung als inkompressibel behandelt werden [106, 111]. Alle Stoffwerte des Strömungsmediums Luft werden, teilweise durch benutzerdefinierte Funktionen, als temperaturabhängige Werte berechnet. Der Referenzdruck ist auf 1013 mbar gesetzt. Da erzwungene Konvektion den Wärmeübergang auf der Fensteroberfläche dominiert, wird der Einfluss der freien Konvektion vernachlässigt. Diese Annahme wurde dadurch bestätigt, dass Berechnungen mit Gravitationskräften keine signifikanten Änderungen des Wärmeübergangskoeffizienten zeigten.

Diskretisierung. Die Bilanzgleichungen werden über einen Finite-Volumen-Ansatz in algebraische Gleichungen auf einem Rechengitter transformiert und linearisiert. Eine Finite-Volumen-Diskretisierung ist hinsichtlich der Erhaltungsgrößen konservativ. Die Transportgleichungen wurden mit einem Diskretisierungsschema zweiter Ordnung diskretisiert. Da die Berechnung inkompressibel erfolgt, kann der Druck nicht über die Dichte berechnet werden. Anstatt dessen wird für die Berechnungen das SIMPLE-Druckkorrektur-Verfahren eingesetzt, bei dem der Druck und die Geschwindigkeiten iterativ verbessert werden [101].

Löser. Für die Strömungsberechnungen zur Fensterkühlung wurde FLUENT Version 5.5 und Version 6.0 verwendet. Bei allen Berechnungen wurden die Zahlen in doppelter Präzision dargestellt. Die diskretisierten und linearisierten Gleichungen wurden entkoppelt mit dem impliziten, stationären Löser iterativ gelöst.

5.2 Qualitätssicherung und Fehlerbetrachtung

Jede numerische Lösung enthält Fehler. Dieses Unterkapitel geht kurz auf die einzelnen Fehlerkategorien der numerischen Simulation ein und gibt, soweit dies möglich ist, Abschätzungen für den Fehler. Weiterführende Informationen sind z. B. in [99, 112] zu finden.

5.2.1 Beschreibung der Fehler

Die numerischen Fehler können in folgende vier Kategorien eingeteilt werden [99]:

Programmierfehler / Eingabefehler. Der fehlerhafte Einsatz von Codes zur Strömungssimulation und eventuelle Programmierfehler können naturgemäß zu Fehlern in der Lösung eines Problems führen.

Iterationsfehler / Rundungsfehler. Die diskretisierten Gleichungen des Strömungsproblems werden mit einem iterativen Lösungsalgorithmus gelöst. Beim Stoppen des Iterationsprozesses verbleibt eine Abweichung zwischen der exakten und der iterativen Lösung der diskretisierten Gleichungen. Dieser Fehler wird als Iterationsfehler bezeichnet. Selbst nach unendlich vielen Iterationen verbleibt aufgrund der begrenzten Präzision des Computers ein Rundungsfehler.

Diskretisierungsfehler. Die zugrunde liegenden Gleichungen werden diskret auf einem Berechnungsgitter gelöst. Hierzu werden die gekoppelten Strömungsdifferenzialgleichungen durch ein System algebraischer Gleichungen angenähert. Der Diskretisierungsfehler stellt die Differenz zwischen der exakten Lösung der zugrunde liegenden Gleichungen zur exakten Lösung der diskretisierten, algebraischen Näherungsgleichungen dar.

Modellierungsfehler. Die Realität von Strömungsproblemen ist häufig zu komplex, um direkt im Rechner nachgebildet zu werden. Häufig werden Vereinfachungen eingeführt und Modelle entwickelt. Als Beispiel sei hier die Turbulenzmodellierung, die vereinfachte Behandlung temperatur- oder druckabhängiger Stoffwerte oder die vereinfachte Implementierung der Geometrie oder der Randbedingungen genannt. Als Modellierungsfehler wird der Unterschied zwischen der realen Strömung und der exakten Lösung des mathematischen Modells, d. h. der zugrunde liegenden Gleichungen bezeichnet.

5.2.2 Abschätzung der Fehler

Die Strömungssimulationen wurden so nacheinander durchgeführt worden, dass die Fehler gemäß der in Kapitel 5.2.1 vorgestellten Reihenfolge minimiert wurden. Zuerst musste sichergestellt werden, dass keine Eingabefehler vorliegen. Dann musste gewährleistet werden, dass der Iterations- bzw. Rundungsfehler vernachlässigbar ist. Erst danach wurde der Diskretisierungsfehler durch Berechnungen auf verschiedenen Gittern verkleinert und quantifiziert. Dadurch wird eine Gitter unabhängige Lösung mit Diskretisierungs-Fehlerbandbreite erhalten, welche im Vergleich mit einem Experiment Rückschlüsse auf Modellierungsfehler zulässt (siehe Kapitel 7).

Programmierfehler / Eingabefehler. FLUENT besitzt ein nach dem ISO 9001-Standard qualifiziertes Qualitätsmanagement-System, welches Programmierfehler vermeiden sollte. Sämtliche Simulationen wurden mit großer Sorgfalt und Qualitätskontrolle durchgeführt.

Iterationsfehler / Rundungsfehler. Es kann gezeigt werden, dass, außer während den ersten Iterationen, der Iterationsfehler gleich schnell wie die Residuen und die Differenz der Werte zweier aufeinander folgender Iterationen absinkt [99]. In den durchgeführten Simulationen wurden die Iterationen erst gestoppt, als kein weiteres Absinken der Residuen mehr zu beobachten war. Es lag dann ein Residuenabfall um mindestens drei bis vier Größenordnungen vor. In den meisten Fällen fielen die Residuen sogar deutlich stärker ab. Deshalb liegt es nahe, dass der Iterationsfehler ebenfalls um mindestens drei Größenordnungen sinkt. Wenn die Simulation mit dem Anfangswert null gestartet würde, wäre der anfängliche Fehler gleich 100%. Er würde dann um mindestens drei Größenordnungen, d. h. auf unter 0,1% fallen. Durch die Berechnung mit doppelter Präzision kann der Einfluss von Rundungsfehlern auf das Ergebnis vernachlässigt werden. Zusätzlich wurde der über das Fenster gemittelte Wärmeübergangskoeffizient aufgezeichnet. In allen konvergierten Rechnungen war in den ersten vier bis fünf signifikanten Stellen keine Änderung mehr beobachtbar, was einen Iterationsfehler im gemittelten Wärmeübergang von kleiner als 0,01% sicherstellt. Ferner wurde überprüft, dass die integralen Massen- und Energiebilanzen erfüllt waren. Der Iterationsfehler der Berechnungen liegt also in der Größenordnung zwischen 0,1% bis 0,01% und ist somit ausreichend klein, um ihn gegenüber Diskretisierungsfehler und Modellierungsfehler zu vernachlässigen.

Diskretisierungsfehler. Um den Diskretisierungsfehler zu quantifizieren werden häufig Netzkonvergenzstudien durchgeführt. Je feiner das Netz, desto geringer wird der Fehler durch die Diskretisierung. Die für die Berechnungen eingesetzten Diskretisierungsschemata sind alle von der Ordnung $p=2$, d. h. dass bei einer Halbierung des Gitterabstandes der Diskretisierungsfehler auf ein Viertel absinken sollte. In dreidimensionalen Berechnungsfällen bedeutet eine systematische Halbierung des Gitterabstandes im gesamten Strömungsgebiet eine Verachtfachung der Anzahl der Zellvolumina. Da jedoch in Bereichen kleiner Gradienten eine höhere räumliche Auflösung den Diskretisierungsfehler nur geringfügig verkleinert, wird das Netz häufig nur dort verfeinert, wo dies nötig ist. Für die Abschätzung des Diskretisierungsfehlers wird die Gitterverfeinerungsstudie einer symmetrischen Kühlkonfiguration mit sechs Düsen benutzt (Details siehe auch Tabelle 7.4 auf Seite 97). Das verwendete Turbulenzmodell ist das „realizable“ k - ε -Modell mit dem Zwei-Schichten-Zonenmodell für die Wandbehandlung.

Im Folgenden werden grobe Gitter mit hohen Nummern und feine Gitter mit niedrigen Nummern bezeichnet. Im ersten Teil der Gitterkonvergenzstudie wurde das in Kapitel 5.1.1 beschriebene Ausgangsgitter (Gitter 4) sukzessive in Bereichen mittlerer bis hoher Geschwindigkeit verfeinert (Gitter 3a bis Gitter 1a). Die Ergebnisse dieser adaptiven Gitterkonvergenzstudie sind in Bild 5.2 als durchgezogene Linien abgebildet. Im linken Diagramm ist die maximale Nusselt-Zahl Nu_{max} auf der Fensteroberfläche, im rechten Diagramm die über die Fensteroberfläche gemittelte Nusselt-Zahl Nu_m dargestellt. Die gepunktete Linie stellt die mit einer Richardson-Extrapolation gewonnene Lösung dar (Erläuterung siehe unten). In Tabelle 5.3 sind die Werte der adaptiven Gitterverfeinerung mit dem tatsächlich vorliegenden

Fehler A aufgeführt. Der tatsächliche Fehler unterliegt der Annahme, dass die exakte Lösung durch den Wert der Richardson-Extrapolation dargestellt wird. Mit dem feinsten Gitter der adaptiven Verfeinerungsstudie (Gitter 1a) wird der über die Glasoberfläche gemittelte Wärmeübergang Nu_m mit einem Fehler von 0,9% und der Maximalwert Nu_{max} mit einem Fehler von -0,7% ermittelt.

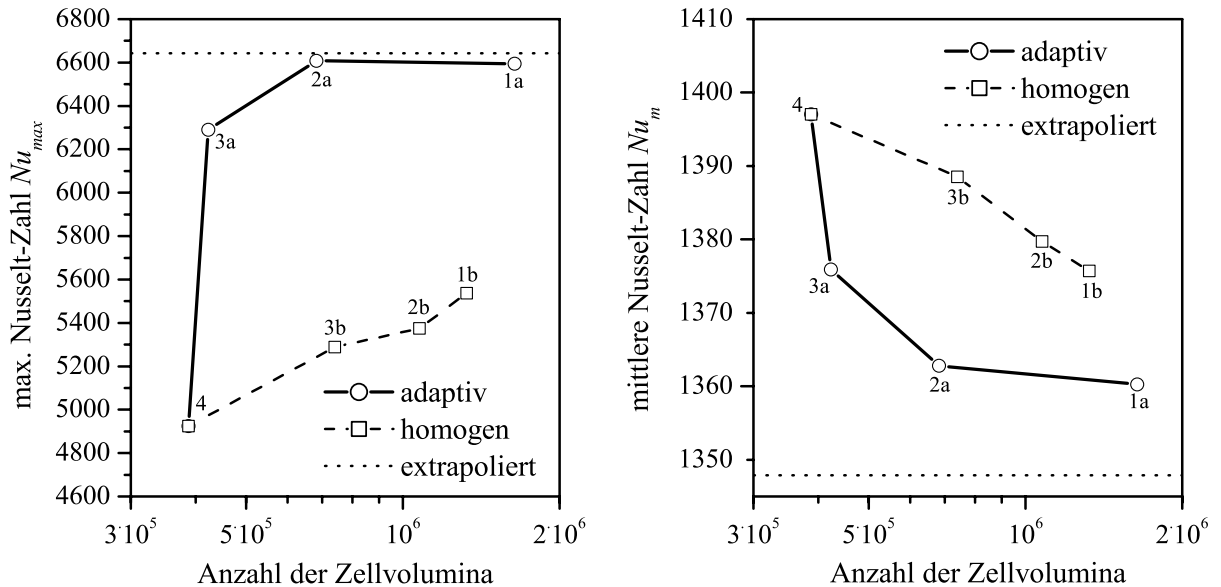


Bild 5.2: Maximale (links) und mittlere (rechts) Nusselt-Zahl der Fensteroberfläche in Abhängigkeit der Vernetzungsdichte (Anzahl der Zellvolumina).

Im zweiten Teil der Gitterverfeinerungsstudie wurde die Struktur des Ausgangsgitters (Gitter 4) schrittweise systematisch verfeinert. Hierzu wurden sämtliche Gitterabstände im gesamten Berechnungsgebiet um einen bestimmten Faktor verkleinert. Ein normiertes, effektives Maß für den Gitterabstand des hybriden Gitters ist in Tabelle 5.4 mit dem Wert $h_{eff,norm}$ gegeben. Die Ergebnisse dieser homogenen Gitterverfeinerung sind in Bild 5.2 jeweils als gestrichelte Linie dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass bei der homogenen Gitterverfeinerung der Genauigkeitszugewinn geringer ist als bei einer adaptiven Verfeinerung, da bei der homogenen Verfeinerung auch Bereiche verfeinert werden, in denen eine Verfeinerung nicht notwendig wäre. Wie in Tabelle 5.4 aufgelistet, liegt beim feinsten Gitter der homogenen Verfeinerungsstudie (Gitter 1b) der tatsächliche Fehler des gemittelten Wärmeübergangs Nu_m bei 2,1%, der Fehler des Maximalwertes Nu_{max} bei -16,7%. Um eine Gitter unabhängige Lösung zu bekommen, bräuchte man bei einer homogenen Verfeinerungsstrategie ungleich mehr Zellen als bei einer adaptiven Strategie.

Der Vorteil einer homogenen, systematischen Verfeinerung liegt in der Anwendbarkeit der Theorie der Richardson-Extrapolation [113, 114], soweit die Lösungen bereits im asymptotischen Bereich liegen. Ziel der Richardson-Extrapolation ist es, aus der Kombination zweier Lösungen auf homogen verfeinerten Gittern einen deutlich genaueren Näherungswert der exakten Lösung zu erhalten. Die mit den Gittern 2b und 1b extrapolierten Werte sind in Bild 5.2 als gepunktete Linien dargestellt. Auf der Theorie der Richardson-Extrapolation be-

ruht auch der von Roache [112, 115] vorgeschlagene Gitterkonvergenzindex GCI (Grid Convergence Index), der eine Fehlerbandbreite für den Diskretisierungsfehler darstellt.

Tabelle 5.3: Adaptive Gitterverfeinerung.

Gitter	N	Nu_m	$A(Nu_m)$	Nu_{max}	$A(Nu_{max})$
4	387.203	1397	3,6%	4925	-25,9%
3a	422.650	1376	2,1%	6290	-5,3%
2a	681.385	1363	1,1%	6609	-0,5%
1a	1.639.646	1360	0,9%	6595	-0,7%

N : Anzahl der Zellvolumina

A : Tatsächlicher Fehler, unter Annahme, dass der extrapolierte Wert die exakte Lösung darstellt (Def. siehe Anhang B)

Tabelle 5.4: Homogene Gitterverfeinerung.

Gitter	N	$h_{eff,norm}$	Nu_m	$A(Nu_m)$	Nu_{max}	$A(Nu_{max})$
4	387.203	1,51	1397	3,6%	4925	-25,9%
3b	740.024	1,21	1389	3,0%	5289	-20,4%
2b	1.075.231	1,07	1380	2,4%	5375	-19,1%
1b	1.325.133	1,00	1376	2,1%	5536	-16,7%
Extrap.	∞	0,00	1348	0,0%	6643	0,0%

N : Anzahl der Zellvolumina

A : Tatsächlicher Fehler, unter Annahme, dass der extrapolierte Wert die exakte Lösung darstellt (Def. siehe Anhang B)

$h_{eff,norm}$: normierter, effektiver Gitterabstand; $h_{eff,norm}=r_{ij,eff}$ (Def. siehe Anhang B)

Tabelle 5.5: Geschätzte Fehlerbandbreite der Unsicherheiten für verschiedene Gitter.

Gitter: i (fein) \rightarrow j (grob)	1b \rightarrow 2b	2b \rightarrow 3b	1b \rightarrow 4
Eff. Gitterverfeinerungsverh. $r_{ij,eff}$	1,07	1,13	1,51
Mittlere Nusselt-Zahl Nu_m			
Relative Abweichung ε_{ij}	0,3%	0,6%	1,6%
Geschätzter Fehler $E_{ij,feines\ Gitter}$	2,0%	2,3%	1,3%
$GCI_{ij,feines\ Gitter} (F_s=1,25)$	2,5%	2,9%	1,6%
$GCI_{ij,grobes\ Gitter} (F_s=1,25)$	2,9%	3,7%	3,5%
Maximale Nusselt-Zahl Nu_{max}			
Relative Abweichung ε_{ij}	-2,9%	-1,6%	-11,0%
Geschätzter Fehler $E_{ij,feines\ Gitter}$	-20,0%	-	-
$GCI_{ij,feines\ Gitter} (F_s=1,25)$	25,0%	-	-
$GCI_{ij,grobes\ Gitter} (F_s=1,25)$	28,6%	-	-

Ordnung $p=1,95$; Sicherheitsfaktor $F_s=1,25$

Definitionen siehe Anhang B

Sämtliche verwendete Gleichungen zur Richardson-Extrapolation und zur Fehlerabschätzung sowie die Berechnung der Konvergenzordnung des Problems sind in Anhang B (Seite 137) abgedruckt. Die Konvergenzordnung wurde zu $p=1,95$ bestimmt. In Tabelle 5.5 sind verschiedene Fehlerbandbreiten der Unsicherheiten für die betrachteten Gitter aufgelistet. Die relative Abweichung ε_{ij} zwischen den Lösungen zweier Gitter ist kein ideales Fehlermaß, da weder das Gitterverfeinerungsverhältnis r_{ij} , noch die Ordnung p darin enthalten ist. Der geschätzte Fehler E_{ij} und der Gitterkonvergenzindex GCI_{ij} berücksichtigen diese Parameter. Der

GCI_{ij} skaliert den geschätzten Fehler E_{ij} mit einem Sicherheitsfaktor F_s . Roache [112] lässt den Wert $F_s=1,25$ zu, wenn, wie in dieser Arbeit, die beobachtete Konvergenzordnung des aktuellen Problems ermittelt wird.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass mittlere Nusselt-Zahlen Nu_m mit einer ausreichenden Fehlerbandbreite des Diskretisierungsfehlers von 3,5% auf dem groben Ausgangsgitter 4 ermittelt werden können (siehe $GCI_{1b-4, \text{grobes Gitter}}$). Maximale Nusselt-Zahlen Nu_{max} können durch homogene Gitterverfeinerungen im Rahmen der verfügbaren Rechnerkapazitäten nur mit einer sehr hohen Fehlerbandbreite von 25% bestimmt werden (siehe $GCI_{1b-2b, \text{feines Gitter}}$). Jedoch kann der Diskretisierungsfehler bei den Maximalwerten durch adaptive Gitterverfeinerung bis auf ca. 1% reduziert werden (siehe Tabelle 5.3, $A_{1a} = -0,7\%$). Bei Variationsrechnungen für Mittelwertbetrachtungen ist also das Ausgangsgitter 4 ausreichend, für die örtliche Verteilung und Maximalwerte des Wärmeübergangs muss eine adaptive Gitterverfeinerung durchgeführt werden (Gitter 1a).

Zusätzlich zu den zwei vorgestellten Gitterverfeinerungsstudien wurde eine Gitteradaptation unmittelbar an der Wandgrenzschicht durchgeführt. Dabei wurde das Rechengitter im Inneren des Fensterhohlraumes nicht verändert. Mit diesem Vorgehen wird der Einfluss verschieden feiner Diskretisierungen der viskosen Unterschicht auf den Wärmeübergang ermittelt. Die Ergebnisse sind in Bild 5.3 dargestellt, in denen der über das Receiverfenster gemittelte Wärmeübergang über dem „maximalen“, dimensionslosen Wandabstand der wandnahen Zellen y^+ aufgetragen ist. Der „maximale“, dimensionslose Wandabstand y^+ der Abszisse ist so definiert, dass 99,7% der Werte kleiner als dieser „Maximalwert“ sind. Im Bild ist zu erkennen, dass der Einfluss der Diskretisierung der Grenzschicht ab Werten von ca. $y^+ < 1,5$ keinen Einfluss mehr auf den Wärmeübergang besitzt.

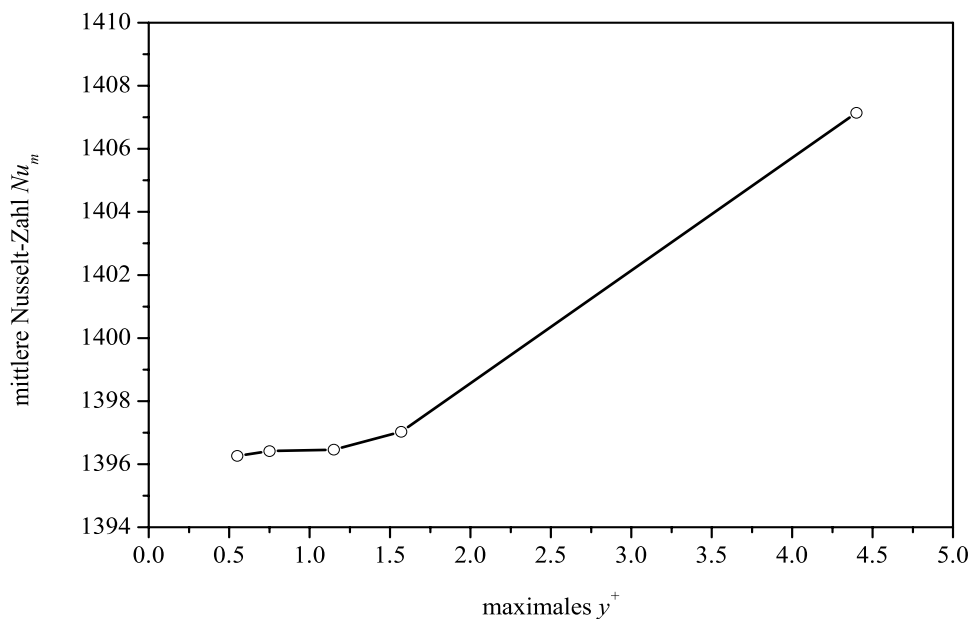


Bild 5.3: Abhängigkeit der mittleren Nusselt-Zahl der Fensteroberfläche von der Gitterdichte in Wandnähe bei Ansatz des Zwei-Schichten-Zonenmodells.

Modellierungsfehler. Nachdem Iterationsfehler und Diskretisierungsfehler quantifiziert sind, kann auf den Modellierungsfehler näher eingegangen werden. Er wird detailliert im Rahmen der Gegenüberstellung von Ergebnissen aus Strömungssimulation und Labormessungen in Kapitel 7 quantifiziert.

6 Labormessungen zur externen Fensterkühlung

Zur Validierung der Strömungs- und Wärmeübergangsberechnungen des vorigen Kapitels wurden zusätzlich Laborexperimente durchgeführt. Das Messverfahren zur Bestimmung des Wärmeübergangs muss eine Reihe von Festforderungen erfüllen:

- Messung der örtlichen Verteilung von Wärmeübergangskoeffizienten in hoher Auflösung.
- Anwendbarkeit auf zweiachsig gekrümmte Messoberflächen.
- Keine Rückwirkung der Messungen auf das Messergebnis. Durch den Einbau von Sensoren könnte z. B. die Strömung modifiziert werden. Ebenso wichtig ist es, dass die Temperaturverteilung entlang der Oberfläche nicht gestört wird, da die thermische Grenzschichtentwicklung alle stromabwärts liegenden, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten beeinflusst.

Folgende Wunschforderungen sollten erfüllt werden:

- Hohe Messgenauigkeit bei geringem Kalibrieraufwand. Der Messfehler sollte dabei im gesamten Messbereich klein bleiben.
- Kurze Vorbereitungszeit pro Messung.
- Einfache Automatisierbarkeit von Messung und Auswertung.

In der Literatur gibt es eine Fülle von Veröffentlichungen zur Messung von konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten. Einen guten Überblick über die verschiedenen Verfahren geben z. B. Childs et al. [116] und Diller [117]. Moffat [118] erstellte eine Übersicht über Temperatur- und Wärmestromdichtemessungen. Einige transiente Messmethoden werden von Scott [119] beschrieben.

Das Ziel der folgenden Abschnitte ist nicht die umfassende Wiedergabe der Übersichtsarbeiten. Stattdessen wird ein Überblick über das Teilgebiet der orts aufgelösten Bestimmung konvektiver Wärmeübergangskoeffizienten gegeben. Die angegebenen Skizzen und Gleichungen sollen ohne Anspruch auf Vollständigkeit die physikalischen Grundideen der verschiedenen Messprinzipien widerspiegeln. Aus den vorgestellten Messverfahren wird anschließend das am besten geeignete für die Messungen ausgewählt.

6.1 Stand des Wissens Wärmeübergangsmessungen

Die orts aufgelösten Messverfahren zur Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten werden in dieser Übersicht in stationäre, transiente und sonstige Messverfahren untergliedert. Die angegebenen Gleichungen sind für eine flache Platte gültig. Für andere, einfache Geometrien lassen sich in den meisten Fällen die entsprechenden Gleichungen herleiten.

6.1.1 Stationäre Messverfahren

Bei den stationären Messverfahren muss das System vor Messbeginn einen thermisch stationären Zustand erreichen. Prinzipiell lassen sich die stationären Messmethoden in die zwei Grenzfälle der thermischen Randbedingungen „konstante Wärmestromdichte“ und „konstante Wandtemperatur“ unterteilen.

Häufig wird die Bedingung „konstante Wärmestromdichte“ verwirklicht, bei dem das System mit einer definierten Wärmemenge beheizt oder gekühlt wird. Eine Prinzipskizze ist in Bild 6.1 links dargestellt. In den meisten Anwendungen erfolgt die Bestimmung der Beheizungs-wärmestromdichte, indem die eingekoppelte Leistung auf die beheizte Fläche bezogen wird. Aus diesem Grund ist eine flächig homogene Wärmeproduktion der Heizung nötig. Häufig werden dazu elektrisch betriebene Heizfolien verwendet, z. B. in [86, 120]. Dies sind dünne Kunststofffolien, auf die eine Struktur von geätzten Leiterbahnen aufgebracht oder Metallschichten aufgedampft werden. Die örtlich konvektiv übertragene Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} berechnet sich aus der Beheizungs-wärmestromdichte \dot{q}_{heiz} abzüglich der ortsabhängigen Verluste durch Wärmeleitung über die Isolierung \dot{q}_{verl} und Wärmeübertragung durch Strahlung \dot{q}_{str} . Durch Messung der Wandtemperatur T_w und der Fluidreferenztemperatur T_f kann unter Annahme eindimensionaler Wärmeleitung der konvektive Wärmeübergangskoeffizient mittels folgender Beziehung berechnet werden:

$$\alpha = \frac{\dot{q}_{heiz} - \dot{q}_{verl} - \dot{q}_{str}}{T_w - T_f} \quad (6.1)$$

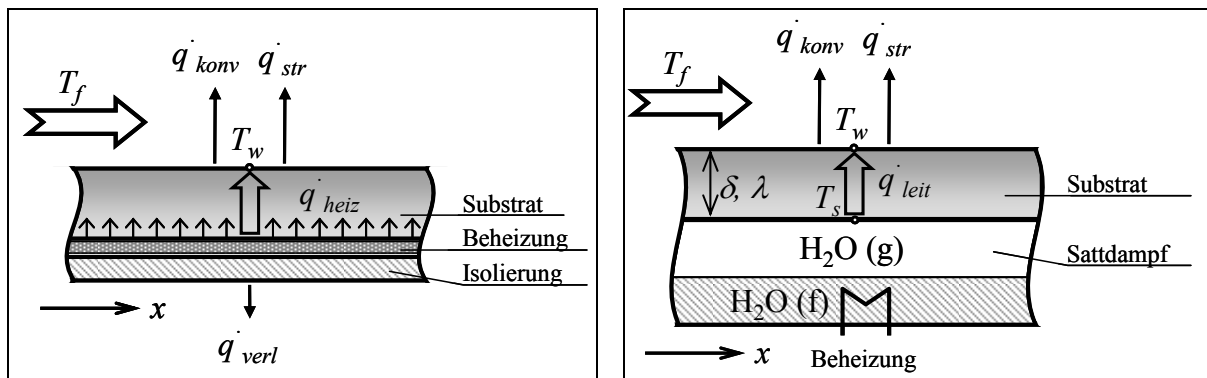


Bild 6.1: Stationäre Messung des Wärmeübergangskoeffizienten mittels einer Energiebilanz (links) und mittels einer Temperaturdifferenz über ein Substrat (rechts)

Ein weiteres stationäres Verfahren beruht auf der Messung von Temperaturdifferenzen über eine Substratdicke mit bekanntem Wärmeleitwiderstand. Hierbei kann bei entsprechendem Versuchsaufbau der Grenzfall der thermischen Randbedingung „konstante Temperatur“ angenähert werden. In der Literatur sind zahlreiche Arbeiten beschrieben, in denen durch elektrisch beheizte Segmente mit Hilfe von Reglern die Temperatur konstant gehalten wird [117]. Die Beheizung kann aber auch beispielsweise über Kondensationswärme der Dampfphase eines beheizten Zweiphasengemisches erfolgen. Der schematische Aufbau der Mess-

apparatur mit Wasserdampf als Beheizungsmedium ist in Bild 6.1 rechts dargestellt. Da der Wärmeübergang durch Kondensation sehr hoch ist, kann für die Wandtemperatur der beheizten Seite des Substrates näherungsweise die Sättigungstemperatur T_s angenommen werden. Der Wärmeübergangskoeffizient kann unter Annahme eindimensionaler Wärmeleitung folgendermaßen berechnet werden:

$$\alpha = \frac{\lambda / \delta \cdot (T_s - T_w) - \dot{q}_{str}}{T_w - T_f} \quad (6.2)$$

Beide stationäre Messverfahren gehen von der Annahme einer eindimensionalen Wärmeleitung aus. Bei dickeren Substraten und größeren Gradienten im Wärmeübergangskoeffizienten führt dies zu einer Reduzierung der lokalen Extrema in den gemessenen Werten des Wärmeüberganges. Mittels einer numerischen Temperaturfeldberechnung kann der Einfluss der vernachlässigten Querleitung quantifiziert, und die Wärmeübergangskoeffizienten können entsprechend korrigiert werden. Dies wurde beispielsweise von Hofmann et al. [90] durchgeführt.

6.1.2 Transiente Messverfahren

Bei den transienten Messverfahren wird zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten eine transiente Systemantwort eines thermischen Systems auf eine sich ändernde Randbedingung ausgewertet. Es kann entweder die Beheizungs-Randbedingung oder die Randbedingung der Fluidtemperatur verändert werden. Im Folgenden werden die transienten Messverfahren bezüglich des zeitlichen Ablaufs der Änderung der Randbedingung unterschieden. Messverfahren, bei denen das Substrat einer plötzlichen, einmaligen Änderung unterliegt, werden zu step-transienten Messverfahren zusammengefasst. Messungen mit periodischer Änderung einer Randbedingung werden hier als periodisch-transiente Verfahren bezeichnet.

6.1.2.1 Step-transiente Messverfahren

Sämtliche in dieser Arbeit vorgestellten Lösungen zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten beruhen auf der Annahme einer eindimensionalen Wärmeleitung mit konstanten Stoffdaten und einem nicht temperaturabhängigen Wärmeübergangskoeffizienten. Für eine homogene Anfangstemperatur T_0 gilt dann die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (6.3)$$

mit der Anfangsbedingung $T(z, t = 0) = T_0$ (6.4)

und der Randbedingung $\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_w = \alpha^* \cdot (T_w - T_f)$. (6.5)

Die Richtung der z-Koordinate ist in Bild 6.2 rechts zu erkennen. Die zweite Randbedingung ist je nach Messprinzip unterschiedlich.

Eine sprunghafte Änderung einer Randbedingung wird häufig bewerkstelligt, indem entweder das Substrat vorgeheizt und dann mittels einer Strömung gekühlt wird, oder indem das unbeheizte Substrat einer sprunghaften Änderung der Fluidtemperatur ausgesetzt wird. Über den Temperaturverlauf an einem Punkt des Substrates wird der Wärmeübergangskoeffizient bestimmt.

Für den Grenzfall eines vernachlässigbaren, internen Widerstandes des Substrates, d. h. für Stoffe mit hohen thermischen Leitfähigkeiten und geringen Dicken, kann der Körper als näherungsweise isotherm betrachtet werden. Diese Näherung ist innerhalb weniger Prozent gültig, wenn die mit der Länge δ gebildete Biot-Zahl $Bi = \alpha \delta / \lambda < 0,1$ ist [116, 117]. Bild 6.2 links veranschaulicht dieses Messverfahren.

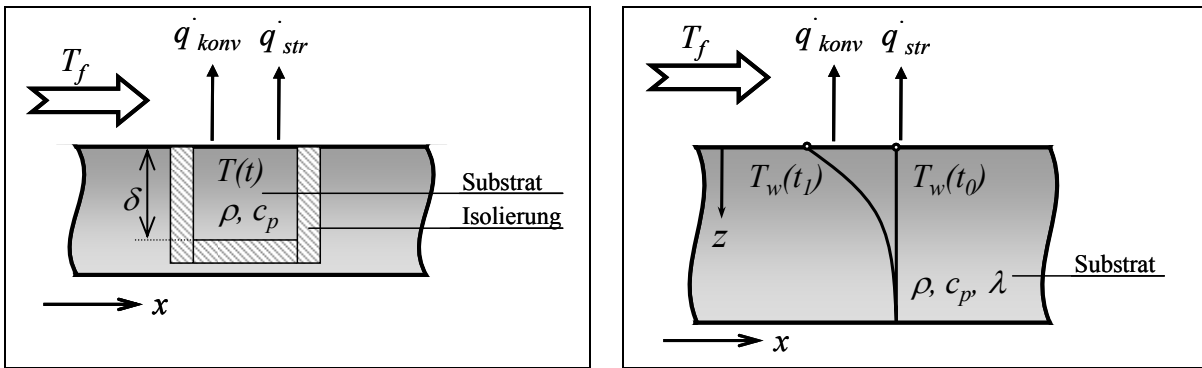


Bild 6.2: Step-transiente Messung unter Annahme eines vernachlässigbaren internen Widerstandes ($Bi < 0,1$; links) und unter Annahme eines halbunendlichen Körpers ($Bi > 0,1$; $Fo < 1/16$; rechts)

Wird zum Zeitpunkt $t=0$ das Substrat von der Anfangstemperatur T_0 konvektiv gekühlt bzw. erwärmt, so kann unter Vernachlässigung der Wärmeverluste über die Isolierung folgender zeitlicher Temperaturverlauf beobachtet werden:

$$\frac{T(t) - T_f}{T_0 - T_f} = e^{-\frac{t}{\tau}}; \quad \tau = \frac{\rho c_p \delta}{\alpha^*} \quad (6.6)$$

Über die Bestimmung der Zeitkonstante τ aus dem zeitlichen Verlauf der Wandtemperatur $T(t)$ sowie der Fluidreferenztemperatur T_f kann mit Hilfe der thermischen Trägheit (ρc_p) und der Länge δ der Wärmeübergangskoeffizient α^* berechnet werden. Der Koeffizient α^* enthält den Wärmeübergang durch Konvektion und Strahlung. Zur Ermittlung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α muss noch eine Strahlungskorrektur durchgeführt werden.

Ist die Biot-Zahl größer als 0,1, so bildet sich innerhalb des Substrates nach Aufbringen des Randbedingung-Sprunges ein Temperaturprofil aus. Für kleine Zeiten t dringt die Temperaturstörung nicht bis zur Rückseite der Platte vor, und das System kann als halbunendlicher Körper betrachtet werden. Diese Betrachtungsweise ist für Fourier-Zahlen $Fo = \alpha t / \delta^2 < 1/16$ gültig [116, 117]. Das Substrat mit Temperaturprofilen zu zwei Zeitpunkten $t_0=0$ s und $t_l > 0$ s ist in Bild 6.2 rechts schematisch skizziert.

In den Übersichtsarbeiten von Childs et al. [116] und Diller [117] sind einige Lösungsbeispiele gegeben, wie aus Messung des zeitlichen Verlaufs der Oberflächentemperatur die übertragene Wärmestromdichte berechnet werden kann.

Bei den Messungen mit Flüssigkeitskristall-Thermografie wird die Zeit t gemessen, bis eine bestimmte Oberflächentemperatur $T_w(t)$ erreicht wird. Der Wärmeübergangskoeffizient α^* kann dann mittels folgender Gleichung bestimmt werden:

$$\frac{T_w(t) - T_w(t_0)}{T_f - T_w(t_0)} = 1 - e^{\gamma^2} \operatorname{erfc}(\gamma); \quad \gamma = \frac{\alpha^* \sqrt{t}}{\sqrt{\rho c_p \lambda}} \quad (6.7)$$

Prinzipiell lassen sich Wärmeübergangskoeffizienten auch für längere Zeiten, d. h. größere Fourier-Zahlen bestimmen, wenn die Rückseite der Platte isoliert ist (adiabate Randbedingung). In diesem Fall kann die Lösung des Temperaturfeldes, die durch eine unendliche Reihe beschrieben wird, nach dem ersten Glied abgebrochen, und der Wärmeübergangskoeffizient wie z. B. in [121] beschrieben, berechnet werden.

6.1.2.2 Periodisch-transiente Messverfahren

Die periodisch-transienten Messverfahren zur Bestimmung des Wärmeübergangs haben ihren Ursprung in dem 1861 von Ångström beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Körpern [122]. Sie sind in der Praxis der Wärmeübergangsmessungen nicht so verbreitet wie die anderen Messverfahren. In der Literatur sind häufig nur Punktmessungen beschrieben. Nur Baughn et al. [123] beschreiben eine orts aufgelöste Vermessung von Wärmeübergangskoeffizienten mit einem periodisch-transienten Verfahren.

Die periodische Anregung des Substrates wird bei Baughn et al. [123] und in der Übersicht von Scott [119] durch Variation der Fluidtemperatur vorgenommen. Kosky et al. [124, 125] erzeugen mittels eines Elektronenstrahles lokal einen periodisch fluktuierenden Wärmestrom. Die Arbeitsgruppe um Roetzel benutzt hierzu einen Laser mit rotierender Blende [126, 127].

Das Messprinzip besteht darin, entweder aus dem Amplitudenverhältnis oder der Phasenverschiebung zwischen Ausgangs- und Eingangssignal, den Wärmeübergangskoeffizienten zu bestimmen. Eine detaillierte Beschreibung des in dieser Arbeit weiterentwickelten, periodisch-transienten Verfahrens wird in Abschnitt 6.2 gegeben.

6.1.3 Analogie-Verfahren

Aufgrund der Analogie zwischen Stoff- und Wärmeübergang können aus den Ergebnissen von Stoffübergangsmessungen Rückschlüsse auf den Wärmeübergang gezogen werden. Bei den Stoffübergangsmessungen unterscheidet man zwischen den Adsorptionsverfahren (z. B. Ammoniak auf Manganchlorid getränktem Substrat [128-130]), den Verdunstungsverfahren (z. B. Wasser von der Oberfläche eines porösen Materials [79]) und Verfahren bei denen ein Feststoff sublimiert (z. B. Sublimation von Naphthalin [131]). Die von der strömenden Luft

abgegebene (Adsorptionsverfahren) bzw. aufgenommene Stoffmenge (Verdunstungs- und Sublimationsverfahren) wird z. B. durch optische Verfahren, Auswiegen oder Abtastverfahren bestimmt.

6.1.4 Berührungslose Temperaturmessverfahren

Für alle beschriebenen thermischen Messverfahren ist eine Messung der Wandtemperatur erforderlich. Sind orts aufgelöste Informationen über den Wärmeübergangskoeffizient erwünscht, ist die Messung eines gesamten Temperaturfeldes notwendig. Dies würde eine große Anzahl von Temperatursensoren (Thermoelemente oder Widerstandsthermometer) mit sich bringen. Obwohl diese Messfühler in sehr kleinen Ausführungen erhältlich sind, stören sie das Strömungs- und Temperaturfeld und beeinflussen daher die Messgröße. Zusätzlich steigt mit der Anforderung einer höheren örtlichen Auflösung der Aufwand für Montage und Kalibrierung der Sensoren sowie für die messtechnische Erfassung der Signale.

Berührungslose Temperaturmessverfahren bieten hier essenzielle Vorteile. Sie beeinflussen die zu messende Größe nicht und können Temperaturinformationen in ausreichender örtlicher und zeitlicher Auflösung bereitstellen. Allen berührungslosen Temperaturmessverfahren ist gemeinsam, dass sie auf der Detektion und Auswertung elektromagnetischer Strahlung beruhen.

Die Infrarot-Thermografie nutzt die von einem Objekt emittierte Wärmestrahlung. Sie findet im Gebiet der Wärmeübergangsmessungen zunehmend Verbreitung, siehe z. B. [120, 125, 126, 132]. Für Details zur IR-Thermografie wird auf die Literatur [133-137] verwiesen. Bei der Flüssigkristall-Thermografie wertet man die Intensität bzw. Farbe der von einem beleuchteten Objekt reflektierten Strahlung aus. Sie wird in der Praxis der Wärmeübergangsmessung häufig angewendet, z. B. in [86, 123, 129, 130, 138]. Moffat [94] gibt einen guten Überblick über den Einsatz der Flüssigkristalle. In der nicht so verbreiteten Thermografie mit Phosphor wird die temperaturabhängige Intensität des emittierten Lichts gemessen, nachdem der Phosphor mit ultravioletter Strahlung angeregt wurde.

6.1.5 Auswahl eines geeigneten Messverfahrens

In diesem Abschnitt werden die vorgestellten Messverfahren hinsichtlich ihrer Vor- und Nachteile bei ihrer Anwendung für die Untersuchung der externen Fensterkühlung beurteilt.

Das stationäre Messverfahren, bei dem eine definierte Wärmestromdichte auf das Substrat aufgebracht wird, ist für die Vermessung aus folgenden Gründen nur bedingt geeignet: Eine Beheizung durch Heizfolien ist aufgrund der zweidimensionalen Krümmung der Messoberfläche nur schlecht bzw. nur mit einer großen Anzahl von kleinen Heizsegmenten durchführbar. Bei anderen Beheizungsmethoden (z. B. Bestrahlung mit Licht) ist die Homogenität der Beheizung nicht gewährleistet und damit die örtlich eingekoppelte Wärmestromdichte nicht exakt bestimmbar. Eine weitere Anforderung dieses Messverfahrens ist, dass sowohl die Wandtemperaturverteilung, als auch die Fluidtemperatur quantitativ erfasst werden müssen. Dies stellt hohe Ansprüche an die Kalibrierung und Durchführung der Temperaturmessun-

gen. Nicht zuletzt steigt der relative Messfehler bei hohen Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund der resultierenden, geringeren Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid ($T_w - T_f$) stark an.

Das stationäre Messverfahren mit konstanter Wandtemperatur erfordert bei Beheizung mit regelbaren Heizsegmenten einen sehr hohen Aufwand. Eine Beheizung über kondensierenden Dampf würde die Beheizungsapparatur vereinfachen. Jedoch bleibt die Problematik der quantitativen Temperaturmessung der Wandoberfläche und des Fluids bestehen.

Bei den step-transienten Messverfahren besteht die Schwierigkeit, eine definierte, sprunghafte Änderung einer Randbedingung zu erzeugen. Eine Vorheizung des Receiverfensters in einem Ofen und eine anschließende Kühlung ist aufgrund der Fenstergröße und Montage der Düsen nicht praktikabel. Eine in-situ-Beheizung, welche dann schlagartig abgeschaltet wird, besitzt das Problem einer zeitlichen Verzögerung durch die thermische Trägheit. Eine sprunghafte Änderung der Fluidtemperatur ist aufgrund der turbulenten Durchmischung des Jetmassenstromes mit Umgebungsluft nicht definiert durchführbar. Nicht zuletzt muss auch bei vielen step-transienten Verfahren Wand- und Fluidtemperatur quantitativ bestimmt werden.

Die Analogieverfahren der Stoffübergangsmessungen bieten neben einigen Vorteilen auch eine Reihe von Nachteilen. So sind z. B. bei vielen Adsorptionsverfahren die Substrate nicht auf der zweiachsig gekrümmten Oberfläche eines Receiverfensters aufbringbar. Bei Sublimationsverfahren mit Naphthalin hat man beispielsweise das Problem, dass bei Strömungen mit hohen Scherkräften, wie sie bei der Fensterkühlung auftreten, Teilstücke von der Oberfläche durch mechanische Erosion weggerissen werden [131]. Viele weitere Probleme der Stoffübergangsmessungen sind in der Literatur beschrieben. Ein zusätzlicher Nachteil aller Stoffübergangsverfahren gegenüber thermischen Verfahren ist die deutlich aufwändigere Probenvorbereitung und die Auswerteprozedur.

Die periodisch-transienten Messverfahren bieten hinsichtlich ihres Einsatzes für die Messungen am Receiverfenster eine Reihe von signifikanten Vorteilen. Wird die Auswertung einer Phasenverschiebung genutzt, so muss weder die Beheizungswärmestromdichte, noch die Wandtemperaturverteilung quantitativ erfasst werden. Auch eine Messung der Fluidtemperatur ist nicht notwendig. Dies lässt gewisse Freiheiten bei der Beheizung des zweiachsig gekrümmten Receiverfensters zu und vermeidet aufwändige Kalibrationen für die Temperaturmessungen, ohne dass die Messgenauigkeit eingeschränkt würde. Ein weiterer Vorteil eines periodisch-transienten Verfahrens ist, dass sich für den Wärmeübergangskoeffizienten eine einfache Strahlungskorrektur durchführen lässt (siehe Kapitel 6.4.3). Nicht zuletzt bleibt der relative Messfehler sowohl für große als auch kleine Wärmeübergangskoeffizienten im gesamten Messbereich klein (siehe Kapitel 6.6). Aufgrund dieser Vorteile wurde in dieser Arbeit ein periodisch-transientes Messverfahren ausgewählt.

Trotz ihrer prinzipiellen Vorteile sind die periodisch-transienten Messverfahren bisher nur wenig verbreitet. Das Messverfahren musste bezüglich folgender Punkte weiterentwickelt werden [139]:

- Erweiterung von der Einzelpunktmessung zur orts aufgelösten Vermessung von Wärmeübergangskoeffizienten, ohne sprunghafte Variation der Fluidtemperatur, wie in [123] beschrieben. Ein Sprung in der Fluidtemperatur ist aufgrund der Vermischung mit Umgebungsluft hier nicht möglich.
- Entwicklung eines flächigen, kostengünstigen Beheizungssystems.
- Entwicklung eines Verfahrens zur Ermittlung des transienten thermischen Verhaltens des Beheizungssystems.
- Ermöglichung der Messung von Wärmeübergangskoeffizienten auf zweiachsig gekrümmten Oberflächen mit hoher Genauigkeit.

Zur berührungslosen Oberflächentemperaturmessung wird ein IR-Thermografie-System benutzt. Im Vergleich zur Flüssigkristall-Thermografie bietet es eine einfachere Handhabung und eine größere Anpassbarkeit an verschiedene Temperaturbereiche.

6.2 Angewandtes periodisch-transientes Messverfahren

Das in dieser Arbeit angewandte Verfahren beruht auf einer periodischen Variation der Beheizungswärmestromdichte $\dot{q}_{\text{ein}}(t)$ (Eingangssignal). Auf der der Beheizung abgewandten Seite wird das Substrat gekühlt. Dort findet auch die Messung des zeitlichen Temperaturverlaufs $T(r=r_1, t)$ der Substratoberfläche statt (Ausgangssignal). Die Temperatur könnte auch auf der Beheizungsseite beobachtet werden. Dieser Fall wird hier aber nicht weiter betrachtet. Der Wärmeübergangskoeffizient kann dann durch Auswertung des Amplitudenganges bzw. Phasenganges berechnet werden. Bild 6.3 links stellt das Messprinzip mit den relevanten Größen dar. Das rechte Bild zeigt schematisch das thermische System mit den zu messenden Ein- und Ausgangssignalen.

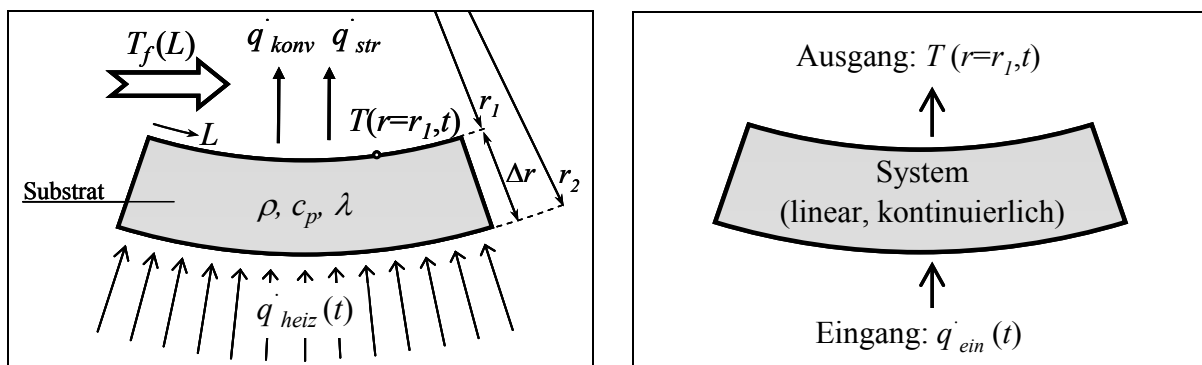


Bild 6.3: Messprinzip mit den relevanten Größen (links) und schematische Darstellung als lineares, kontinuierliches System (rechts).

6.2.1 Wärmeleitgleichung und analytische Lösung

Das betrachtete System stellt ein lineares, kontinuierliches System mit verteilten Parametern dar. Es kann mit einer partiellen Differentialgleichung bezüglich Ort und Zeit dargestellt werden. Im Folgenden wird die analytische Lösung des Problems hergeleitet. Hierfür werden folgende Annahmen getroffen:

- Das Substrat besitzt die Geometrie einer Hohlkugel der Wanddicke Δr , wobei die Außenseite (Radius r_2) beheizt und die Innenseite (Radius r_1) gekühlt wird. Die Lösungen für eine Platte sind in Anhang C abgedruckt.
- Das Problem wird eindimensional betrachtet, d. h. Wärmeflüsse treten nur in radialer Richtung, d. h. über die Wanddicke und nicht lateral dazu auf (siehe auch Anhang E.1).
- Die Stoffwerte werden über die Dicke Δr als konstant, d. h. als nicht temperaturabhängig betrachtet (siehe auch Anhang E.2).
- Die zeitliche Änderung der Fluidtemperatur an einem Punkt P der Lauflänge L_P ist vernachlässigbar klein ($\dot{T}_f(L_P, t) \approx 0$, siehe auch Anhang E.3).

Mit diesen Annahmen lautet die instationäre Wärmeleitgleichung mit Randbedingung und Periodizitätsbedingung:

$$\text{Differentialgleichung:} \quad \frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (6.8)$$

$$1. \text{ Randbedingung:} \quad \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_1, t} = \alpha^* \cdot (T(r_1, t) - T_f) \quad (6.9)$$

$$2. \text{ Randbedingung:} \quad \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_2, t} = \dot{q}_{\text{ein}}(t) \quad (6.10)$$

$$\text{Periodizitätsbedingung:} \quad T(r, t) = T(r, t + k \cdot 2\pi/\omega) \quad (6.11)$$

Die Beheizung erfolgt periodisch, d. h. es gilt für $k=1 \dots \infty$: $\dot{q}_{\text{ein}}(t) = \dot{q}_{\text{ein}}(t + k \cdot 2\pi/\omega)$.

Die in Kosky et al. [124] angegebene Lösung gilt nur für die Geometrie einer flachen Platte. Im Folgenden wird ein zu [124] alternativer Lösungsweg für die Geometrie einer Hohlkugel beschrieben:

1. Schritt: Eliminierung gemittelter Größen. Alle Größen können als Summe eines zeitunabhängigen Mittelwertes \bar{x} und eines zeitabhängigen Wertes $\hat{x}(t)$ dargestellt werden. Die zeitliche Änderung der Fluidtemperatur an einer Stelle L ist gemäß den getroffenen Annahmen gleich null:

$$T(r, t) = \bar{T}(r) + \hat{T}(r, t)$$

$$T_f(L, t) = \bar{T}_f(L) + 0$$

$$\dot{q}_{\text{heiz}}(t) = \bar{q}_{\text{ein}} + \hat{q}_{\text{ein}}(t)$$

Sämtliche Mittelwerte fallen so aus dem zu lösenden Problem heraus:

$$\text{Differentialgleichung:} \quad \frac{\partial \hat{T}}{\partial t} = a \cdot \left(\frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \hat{T}}{\partial r} \right) \quad (6.12)$$

$$1. \text{ Randbedingung:} \quad \lambda \frac{\partial \hat{T}}{\partial r} \bigg|_{r=r_1, t} = \alpha^* \cdot \hat{T}(r_1, t) \quad (6.13)$$

$$2. \text{ Randbedingung:} \quad \lambda \frac{\partial \hat{T}}{\partial r} \bigg|_{r=r_2, t} = \hat{q}_{\text{ein}}(t) \quad (6.14)$$

$$\text{Periodizitätsbedingung:} \quad \hat{T}(r, t) = \hat{T}(r, t + k \cdot 2\pi/\omega) \quad (6.15)$$

2. Schritt: *Entdimensionierung*. In einem zweiten Schritt werden die Gleichungen mit folgenden Transformationen in dimensionslose Form gebracht:

$$\begin{aligned} \text{Mit } \Delta r = r_2 - r_1: \quad r_i &\rightarrow r_i^+ = r_i / \Delta r \\ t &\rightarrow \tau = t / T_{\text{per}} \\ \hat{T}(r, t) &\rightarrow \hat{\theta}(r^+, \tau) = \hat{T}(r, t) / \hat{T}_{\text{max}} (r = r_1) \\ \omega &\rightarrow \omega^+ = \omega \cdot T_{\text{per}} \end{aligned}$$

Die Fourier- und Biot-Zahl dieses Problems lauten:

$$Fo = \frac{a T_{\text{per}}}{(\Delta r)^2}$$

$$Bi = \frac{\alpha^* \Delta r}{\lambda}$$

Damit lassen sich die Gleichungen in dimensionsloser Form schreiben:

$$\text{Differentialgleichung:} \quad \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \tau} = Fo \cdot \left(\frac{\partial^2 \hat{\theta}}{\partial r^{+2}} + \frac{2}{r^+} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial r^+} \right) \quad (6.16)$$

$$1. \text{ Randbedingung:} \quad \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial r^+} \bigg|_{r^+=r_1^+, \tau} = Bi \cdot \hat{\theta}(r_1^+, \tau) \quad (6.17)$$

$$2. \text{ Randbedingung:} \quad \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial r^+} \bigg|_{r^+=r_2^+, \tau} = \frac{\Delta r}{\lambda \hat{T}_{\text{max}}} \cdot \hat{q}_{\text{ein}}(\tau) \quad (6.18)$$

$$\text{Periodizitätsbedingung:} \quad \hat{\theta}(r^+, \tau) = \hat{\theta}(r^+, \tau + k) \quad (6.19)$$

3. Schritt: *Laplace-Transformation*. Nun wird die dimensionslose Gleichung mit ihren Randbedingungen einer Laplace-Transformation bezüglich τ unterzogen.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}\{\hat{\theta}(r^+, \tau)\} &= \hat{\vartheta}(r^+, s) \\ \mathcal{L}\left\{\frac{\partial \hat{\theta}(r^+, \tau)}{\partial \tau}\right\} &= s\hat{\vartheta}(r^+, s) - \hat{\theta}(r^+, 0^+) \\ \mathcal{L}\left\{\frac{\partial^n \hat{\theta}(r^+, \tau)}{\partial r^{+n}}\right\} &= \frac{\partial^n}{\partial r^{+n}} [\mathcal{L}\{\hat{\theta}(r^+, \tau)\}] = \frac{\partial^n \hat{\vartheta}(r^+, s)}{\partial r^{+n}}\end{aligned}$$

Die partielle Differentialgleichung wandelt sich durch die Transformation in eine gewöhnliche Differentialgleichung mit integrierter Anfangsbedingung um. Regeln und Tabellen zur Transformation findet man z. B. in Doetsch [166].

$$\text{Differentialgleichung:} \quad s\hat{\vartheta} - Fo \cdot \left(\frac{d^2 \hat{\vartheta}}{dr^{+2}} + \frac{2}{r^+} \frac{\partial \hat{\vartheta}}{\partial r^+} \right) = \hat{\theta}(r^+, 0^+) \quad (6.20)$$

$$\text{1. Randbedingung:} \quad \left. \frac{\partial \hat{\vartheta}}{\partial r^+} \right|_{r^+=r_1^+, s} = Bi \cdot \hat{\vartheta}(r_1^+, s) \quad (6.21)$$

$$\text{2. Randbedingung:} \quad \left. \frac{\partial \hat{\vartheta}}{\partial r^+} \right|_{r^+=r_2^+, s} = \frac{\Delta r}{\lambda \hat{T}_{\max}} \cdot \hat{q}_{\text{ein}}(s) \quad (6.22)$$

$$\text{Periodizitätsbedingung:} \quad \hat{\vartheta}(r^+, s) = e^{ks} \cdot \left[\hat{\vartheta}(r^+, s) - \int_0^k e^{-s\tau} \hat{\theta}(r^+, \tau) d\tau \right] \quad (6.23)$$

4. Schritt: Lösung. Die gewöhnliche Differentialgleichung 6.20 lässt sich durch die Transformation $\hat{\vartheta}^* = \hat{\vartheta} r^+$ in folgende Gleichung überführen:

$$s\hat{\vartheta}^* - Fo \cdot \frac{d^2 \hat{\vartheta}^*}{dr^{+2}} = \hat{\theta}(r^+, 0^+) \quad (6.24)$$

Diese Gleichung kann z. B. über eine zweite Laplace-Transformation bezüglich r^+ gelöst werden. Nach einer Rücktransformation ergibt sich dann folgender Lösungsansatz für $\hat{\vartheta}$ [167, 168]:

$$\hat{\vartheta}(r^+, s) = A \cdot \frac{e^{p r^+}}{r^+} + B \cdot \frac{e^{-p r^+}}{r^+} + \frac{\hat{\theta}(r^+, 0^+)}{s} \quad \text{mit } p = \sqrt{\frac{s}{Fo}} \quad (6.25)$$

Aufgrund der Periodizitätsbedingung muss die Lösung im eingeschwungenen Zustand unabhängig von der Anfangsbedingung $\hat{\theta}(r^+, 0^+)$ sein. Daher kann diese beliebig gewählt werden, z. B. zur Vereinfachung $\hat{\theta}(r^+, 0^+) = 0$. Mit den Randbedingungen 6.21 und 6.22 lassen sich die Koeffizienten A und B berechnen. Damit lautet die Lösung des Laplace-transformierten Temperaturfeldes für die Anfangsbedingung $\hat{\theta}(r^+, 0^+) = 0$ und für die Anregung $\hat{q}_{\text{ein}}(s)$:

$$\hat{g}(r^+, s) = \frac{\Delta r}{\lambda \hat{T}_{\max}} \cdot \hat{q}_{ein}(s) \cdot \left[\frac{\left(\frac{r_2^+}{r^+} \right)^2 \cdot \left[p r_1^+ \cosh(p(r^+ - r_1^+)) + (r_1^+ Bi + 1) \sinh(p(r^+ - r_1^+)) \right]}{\left(r_1^+ r_2^+ p Bi + p(r_2^+ - r_1^+) \right) \cosh(p(r_2^+ - r_1^+)) + (r_1^+ r_2^+ p^2 - r_1^+ Bi - 1) \sinh(p(r_2^+ - r_1^+))} \right] \quad (6.26)$$

5. Schritt: Übertragungsfunktion. Im nächsten Schritt kann aus dem Quotienten von Ausgangs- und Eingangssignal, jeweils dargestellt im Bildraum, die Übertragungsfunktion des linearen, kontinuierlichen Systems berechnet werden. Das Eingangssignal $X_e(s)$ ist die dimensionslose Beheizungs-wärmestromdichte $\hat{q}_{ein}(s)$. Das Ausgangssignal $X_a(s)$ ist die dimensionslose Abweichung der Wandtemperatur vom Mittelwert an der gekühlten Seite $\hat{g}(r_1^+, s)$ und wird durch Gleichung 6.26 berechnet:

$$X_e(s) = \frac{\Delta r}{\lambda \hat{T}_{\max}} \cdot \hat{q}_{ein}(s) \quad (6.27)$$

$$X_a(s) = \hat{g}(r_1^+, s) = \frac{\Delta r}{\lambda \hat{T}_{\max}} \cdot \hat{q}_{ein}(s) \cdot \left[\frac{p(r_2^+)^2}{\left(r_1^+ r_2^+ p Bi + p(r_2^+ - r_1^+) \right) \cosh(p(r_2^+ - r_1^+)) + (r_1^+ r_2^+ p^2 - r_1^+ Bi - 1) \sinh(p(r_2^+ - r_1^+))} \right] \quad (6.28)$$

Daraus folgt die Übertragungsfunktion $G(s) = X_a(s)/X_e(s)$:

$$G(s) = \frac{p(r_2^+)^2}{\left(r_1^+ r_2^+ p Bi + p(r_2^+ - r_1^+) \right) \cosh(p(r_2^+ - r_1^+)) + (r_1^+ r_2^+ p^2 - r_1^+ Bi - 1) \sinh(p(r_2^+ - r_1^+))} \quad (6.29)$$

$$\text{mit } Fo = \frac{a T_{per}}{(\Delta r)^2}, \quad Bi = \frac{\alpha^* \Delta r}{\lambda} \quad \text{und} \quad p = \sqrt{\frac{s}{Fo}}$$

6. Schritt: Frequenzgang. Bisher ist die Periodizitätsbedingung 6.23 noch nicht verwendet worden. Das Integral dieser Bedingung strebt für $\tau \rightarrow \infty$, d. h. im eingeschwungenen Zustand, gegen null. Dann wird die Periodizitätsbedingung für $s = i \cdot \omega^+ = i \cdot 2\pi$ erfüllt. Setzt man in der Übertragungsfunktion $s = i \cdot \omega^+$, so ergibt sich daraus der Frequenzgang:

$$G(i \omega^+) = \frac{p'(r_2^+)^2}{r_1^+ r_2^+ p' Bi + p'(r_2^+ - r_1^+) \cosh(p'(r_2^+ - r_1^+)) + (r_1^+ r_2^+ p'^2 - r_1^+ Bi - 1) \sinh(p'(r_2^+ - r_1^+))} \quad (6.30)$$

$$\text{mit } Fo = \frac{a T_{per}}{(\Delta r)^2}, \quad Bi = \frac{\alpha^* \Delta r}{\lambda}, \quad p' = \sqrt{\frac{i \omega^+}{Fo}} \quad \text{und} \quad \omega^+ = \omega T_{per}$$

7. Schritt: *Amplituden- und Phasengang*. Der komplexe Frequenzgang lässt sich auch mittels Amplitudengang $A(\omega)$ und Phasengang $\varphi(\omega)$ in der Form $G(i\omega) = A(\omega) \cdot e^{i\varphi(\omega)}$ darstellen.

$$A(\omega) = |G(i\omega)| = \sqrt{\operatorname{Re}^2(G(i\omega)) + \operatorname{Im}^2(G(i\omega))}$$

$$\varphi(\omega) = \arg G(i\omega) = \arctan \frac{\operatorname{Im}(G(i\omega))}{\operatorname{Re}(G(i\omega))}$$

Mit $\sqrt{\frac{i\omega}{Fo}} = \pm \sqrt{\frac{\omega}{2Fo}} \cdot (1+i) = \pm \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \Delta r \cdot (1+i) = \pm c \cdot (1+i)$ folgt nach längerer Umformung der Amplituden- und Phasengang:

$$\begin{aligned} A(\omega) = \sqrt{2}c(r_2^+)^2 \cdot & \left[2c^2(r_1^+r_2^+Bi+1)^2 \cosh^2 c \cdot \cos^2 c + 2c^2(r_1^+r_2^+Bi+1)^2 \sinh^2 c \cdot \sin^2 c \right. \\ & - 2c(r_1^+r_2^+Bi+1)(r_1^+Bi+1) \cosh c \cdot \sinh c \\ & + \left((2c^2r_1^+r_2^+)^2 + (r_1^+Bi+1)^2 \right) \cdot (\sinh^2 c \cdot \cos^2 c + \cosh^2 c \cdot \sin^2 c) \\ & \left. - 2c(r_1^+r_2^+Bi+1)(2c^2r_1^+r_2^+ + r_1^+Bi+1) \cos c \cdot \sin c \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (6.31)$$

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) = -\arctan & \left(\frac{Bi \cdot \left[2c \cdot \sinh c \cdot \sin c + \frac{1}{r_2^+} \cdot (\sinh c \cdot \cos c - \cosh c \cdot \sin c) \right]}{Bi \cdot \left[2c \cdot \cosh c \cdot \cos c - \frac{1}{r_2^+} \cdot (\sinh c \cdot \cos c + \cosh c \cdot \sin c) \right]} \rightarrow \right. \\ & \rightarrow \frac{+2c^2 \cdot (\sinh c \cdot \cos c + \cosh c \cdot \sin c)}{+2c^2 \cdot (\sinh c \cdot \cos c - \cosh c \cdot \sin c)} \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{+\frac{1}{r_1^+ \cdot r_2^+} \left[\sinh c \cdot \cos c + (2c \cdot \sinh c + \cosh c) \cdot \sin c \right]}{-\frac{1}{r_1^+ \cdot r_2^+} \left[\cosh c \cdot \sin c - (2c \cdot \cosh c - \sinh c) \cdot \cos c \right]} \left. \right) \end{aligned} \quad (6.32)$$

$$\text{mit } c = \Delta r \cdot \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \quad (6.33)$$

6.2.2 Beschreibung des Systemverhaltens

In Bild 6.4 ist ein Bode-Diagramm des Systems für verschiedene Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt. Substratmaterial ist eine Hohlkugel aus Quarzglas mit 5 mm Wandstärke. Der Verlauf des Amplitudenganges lässt erkennen, dass im vorgegebenen System bei hohen Anregungsfrequenzen die Temperaturamplituden stark gedämpft werden. Ist eine Auswertung mittels Amplitudengang erwünscht, so empfiehlt sich daher die Messung bei möglichst geringen Frequenzen ($\omega < 2 \cdot 10^{-3}$ 1/s). Der Phasengang zeigt eine maximale Sensitivität bezüglich des Wärmeübergangskoeffizienten für Kreisfrequenzen im Bereich um $\omega \approx 5 \cdot 10^{-3}$ 1/s. Die Dämpfung der Amplitude ist dort noch tolerabel. Dieser Frequenzbereich bietet sich daher für Messungen auf 5 mm dickem Quarzglas mit Auswertung des Phasenganges besonders an.

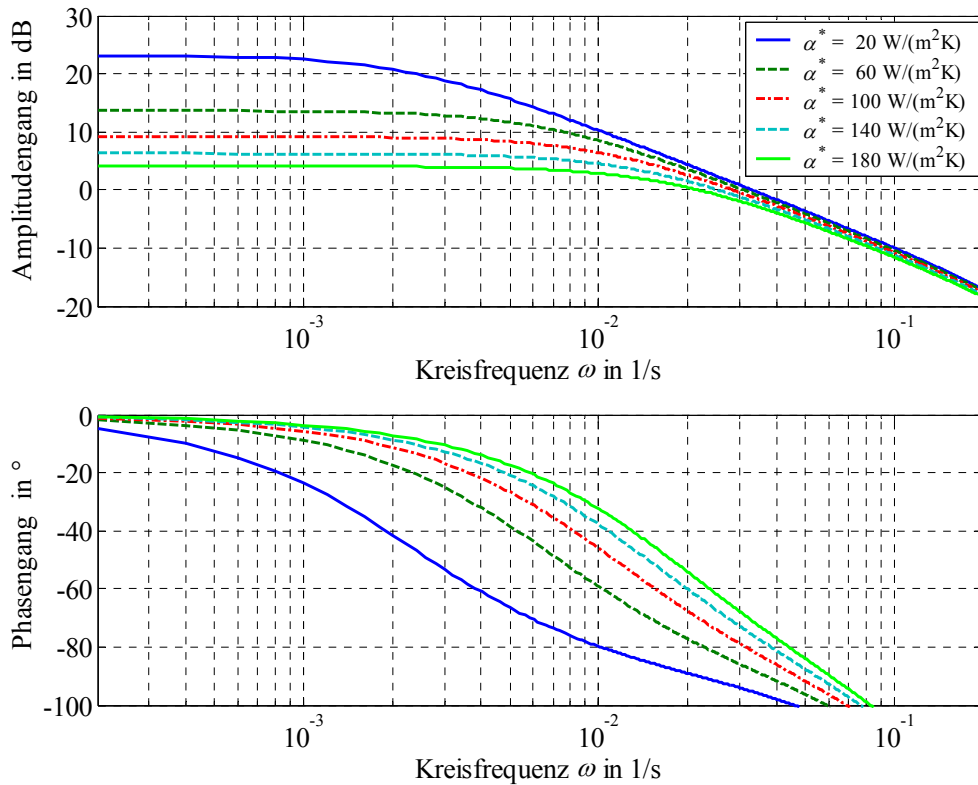


Bild 6.4: Amplitudengang $A(\omega)$ und Phasengang $\varphi(\omega)$ für verschiedene Wärmeübergangskoeffizienten. Das Substrat besitzt Hohlkugelform (Innenseite $r_I=0,310 \text{ m}$; Außenseite $r_2=0,315 \text{ m}$) und ist aus Quarzglas ($\rho=2203 \text{ kg/m}^3$; $c_p=754 \text{ J/(kgK)}$; $\lambda=1,40 \text{ W/(mK)}$).

6.2.3 Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten

Sowohl im Amplitudengang $A(\omega)$ als auch im Phasengang $\varphi(\omega)$ ist die Biot-Zahl als Parameter enthalten (Gleichungen 6.31 und 6.32). Durch Messung einer der beiden Größen kann bei bekannter Dicke und bekannten Stoffdaten die Biot-Zahl ermittelt und daraus der Wärmeübergangskoeffizient α^* berechnet werden. Hierfür ist die Messung der Fluidtemperatur nicht notwendig. Sollen aus den gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten wiederum Wärmestromdichten berechnet werden, so muss zur Bildung der treibenden Temperaturdifferenz die adiabate Fluidtemperatur $T_{f,ad}$ verwendet werden (siehe auch Kapitel 4.3.2 und Anhang A)

Prinzipiell kann das System mit jeder beliebigen periodischen Beheizungsfunktion (als Fourier-Reihe darstellbar) angeregt werden. Eine besonders einfache Ermittlung des Frequenzganges ergibt sich, wenn das System mit einer harmonischen Schwingung der Frequenz ω beheizt wird, also wenn $\hat{q}_{ein}(t) = \hat{q}_{ein,max} \cdot e^{i\omega t}$ ist. Das dimensionslose Eingangssignal des Systems kann durch folgenden Zusammenhang beschrieben werden (siehe auch Randbedingung 6.18):

$$X_e(t) = \frac{\Delta r}{\lambda \hat{T}_{max}} \cdot \hat{q}_{ein}(t) = \frac{\Delta r \cdot \hat{q}_{ein,max}}{\lambda \hat{T}_{max}} \cdot e^{i\omega t} \quad (6.34)$$

Das dimensionslose Ausgangssignal ist um den Phasenwinkel φ verschoben ($\varphi < 0$):

$$X_a(t) = \frac{1}{\hat{T}_{max}} \cdot \hat{T}(r=r_1, t) = \frac{\hat{T}_{max}}{\hat{T}_{max}} \cdot e^{(i\omega + \varphi)t} = e^{(i\omega + \varphi)t} \quad (6.35)$$

Die beiden Signale sind in Bild 6.5 links in ihrem zeitlichen Verlauf für einen Wärmeübergangskoeffizienten schematisch dargestellt.

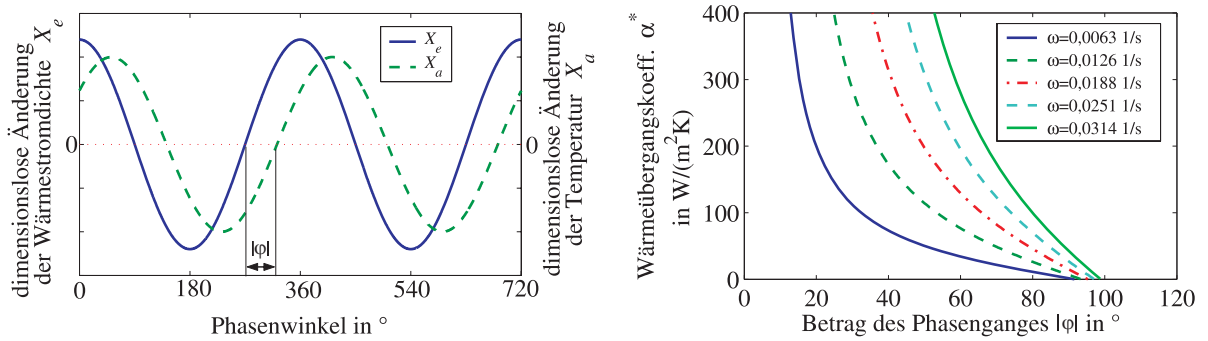


Bild 6.5: Links: Schematische Darstellung der Phasenverschiebung zwischen Eingangssignal X_e und Ausgangssignal X_a . Rechts: Kennfeld zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten aus dem Phasengang; Hohlkugel ($r_1=0,310$ m; $r_2=0,315$ m; Quarzglas).

Auswertung über den Amplitudengang. Zur Ermittlung des Amplitudenganges sind bei bekannter Wandstärke Δr und Wärmeleitfähigkeit λ die Beheizungsamplitude $\hat{q}_{ein,max}$ und die Temperaturamplitude \hat{T}_{max} der gekühlten Seite die zu messenden Größen:

$$A(\omega) = \frac{|X_a(t)|}{|X_e(t)|} = \frac{\lambda \hat{T}_{max}}{\Delta r \cdot \hat{q}_{ein,max}} \quad (6.36)$$

Die Kenntnis der Amplitude der Beheizungsärmestromdichte auf der Quarzglasoberfläche ist mit einer größeren Unsicherheit behaftet. Aus diesem Grund wurde die Auswertung der Messkampagne mit dem Phasengang vorgenommen.

Auswertung über den Phasengang. Der Phasenwinkel φ ist direkt aus den Zeitverläufen ersichtlich. Der zeitliche Verlauf der Beheizungsärmestromdichte ist durch die thermischen Trägheiten von Beheizung und System durch eine Beheizungscharakterisierung zu ermitteln (siehe Abschnitt 6.4.1.1). Die Auswertung über den Phasengang ist aber trotzdem deutlich einfacher als mit dem Amplitudengang, da weder die Temperaturamplitude, noch die Beheizungsärmestromdichte quantitativ bestimmt werden müssen. Beide Auswerteverfahren liefern im Bereich ihrer Fehlertoleranzen dieselben Ergebnisse. Gleichung 6.32 umgeformt ergibt die gesuchte Biot-Zahl und daraus den Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\begin{aligned}
 Bi = & \frac{(2c^2 r_1^+ r_2^+ + 1) \cdot \sinh c \cdot \cos c + (2c^2 r_1^+ r_2^+ - 1) \cdot \cosh c \cdot \sin c + 2c \cdot \sinh c \cdot \sin c}{r_1^+ \cdot [-2cr_2^+ \sinh c \cdot \sin c - \sinh c \cdot \cos c + \cosh c \cdot \sin c]} \rightarrow \\
 & \rightarrow -\tan|\varphi| \cdot \frac{[(2c^2 r_1^+ r_2^+ - 1) \cdot \sinh c \cdot \cos c - (2c^2 r_1^+ r_2^+ + 1) \cdot \cosh c \cdot \sin c]}{\rightarrow + \tan|\varphi| \cdot (-\sinh c \cdot \cos c - \cosh c \cdot \sin c)} \rightarrow \\
 & \rightarrow + 2c \cdot \cosh c \cdot \cos c] \\
 & \rightarrow + 2cr_2^+ \cosh c \cdot \cos c) \Big]
 \end{aligned} \quad (6.37)$$

$$\Rightarrow \alpha^* = \frac{\lambda}{\Delta r} Bi \quad \text{mit } c = \Delta r \cdot \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \quad (6.38)$$

Bild 6.5 rechts zeigt das Kennlinienfeld bei Auswertung des Wärmeübergangskoeffizienten über den Phasengang für Anregungsfrequenzen zwischen $f=1$ MHz bis $f=5$ MHz.

Die Versuchsauswertungen wurden mit den hier vorgestellten Gleichungen für die Geometrie einer Hohlkugel durchgeführt. Gleichungen für eine flache Platte sind in Anhang C abgedruckt. Für die Geometrie des Receiverfensters sind die Unterschiede zwischen den Gleichungen für Platte und Hohlkugel klein. Die Abweichung des Wärmeübergangskoeffizienten, der nach den Formeln der Hohlkugel berechnet wird von dem, der nach den Formeln der Platte bestimmt wird, liegt im betrachteten Messbereich ($10 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}) < \alpha^* < 200 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$) zwischen +1,6% und +2,0%.

6.3 Aufbau des Teststandes

Die einzelnen Komponenten des Teststandes zur Messung der Wärmeübergangskoeffizientenverteilung auf dem Receiverfenster sind in Bild 6.6 dargestellt. Das Quarzglasfenster wird über eine Beheizung rückseitig erwärmt. Vor dem Fenster ist ein Modell des Sekundärkonzentrators angebracht, welches zur Erzeugung von Strömungsverhältnissen wie sie im Solarreceiversystem vorliegen, benötigt wird. Über zwei Gebläse und einen Strömungsverteiler wird den jeweiligen Düsen Kühlluft zugeführt. Ein IR-Thermografie-System mit Bildaufnahme-Einheit dient der flächigen Temperaturerfassung der Fensteroberfläche. Ein PC zur Datenerfassung speichert die Messdaten für eine spätere Auswertung ab. In Bild 6.7 links ist ein Foto der Teststandstruktur mit Sekundärkonzentrator-Modell und isoliertem Beheizungskorb abgebildet. Die rechten Fotos des Bildes 6.7 zeigen den noch nicht isolierten Beheizungskorb sowie das geschwärzte Quarzglasfenster auf dem Halteflansch.

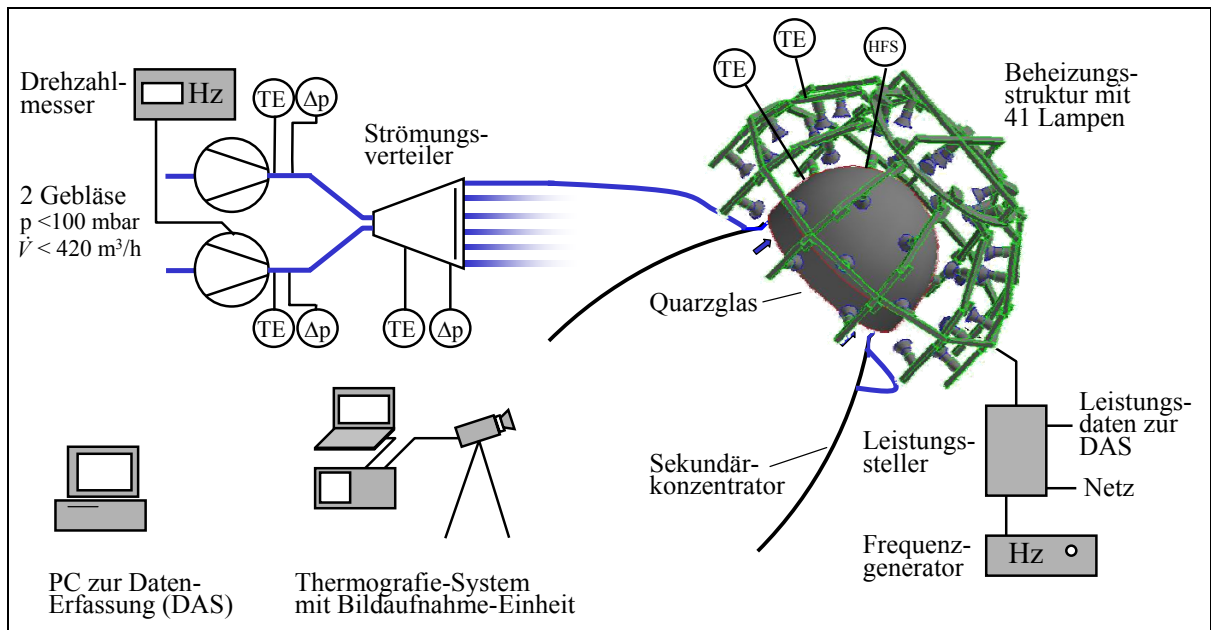


Bild 6.6: Schematische Darstellung des Teststandes. (TE=Thermoelement, Δp =Differenzdruck-Sensor, HFS=Wärmestromdichte-Sensor)



Bild 6.7: Links: Teststand mit isoliertem Beheizungskorb, Sekundärkonzentrator-Struktur und Zuleitungsschläuchen zu den Düsen. Rechts oben: Vormontierte Korbstruktur für die Beheizung. Rechts unten: Schwarz lackiertes Quarzglasfenster mit Halteflansch.

6.3.1 Beheizungsvorrichtung

Das im Teststand verwendete Quarzglasfenster wird über 41 Standard-Glühlampen (matt) mit je 40 Watt maximaler Leistung beheizt. Die Anordnung der Lampen ist über eine Korbstruktur so gewählt, dass eine möglichst homogene Leistungsdichte auf der Fensteroberfläche auftritt. Die Beheizungsstruktur ist gegenüber Umgebungseinflüssen mit drei Schichten aus flexiblen, selbsttragenden Isolierplatten (Multitherm 550 der Firma Techno-Physik Engineering, je 10 mm dick) isoliert. Um eine zu starke Aufheizung der Isolationsschicht durch am Fenster vorbei strahlendes Licht zu verhindern, ist die innerste Isolationsschicht mit einer Aluminiumfolie kaschiert, die das Licht diffus zurückreflektiert.

Die 41 Lampen werden über einen Thyristor Leistungssteller mit Leistungsregelung (JUMO TYA-110/3, 025, TR) mit Spannung versorgt. Das Steuersignal für die Lampenleistung wird über ein Potentiometer bzw. einen Frequenzgenerator aufgegeben. Um insbesondere bei geringen Leistungen ein Flackern der Lampen zu verhindern, wird der Leistungssteller im Phasenanschnittbetrieb verwendet. Die elektromagnetische Verträglichkeit des Phasenanschnittbetriebs mit der Messtechnik wird durch eine geeignete Abschirmung und den Einbau verschiedener Filter in die Zu- und Ableitungen hergestellt.

Auf der beheizten Seite der Quarzglasoberfläche ist ein Dünnschicht-Wärmestromdichte-Sensor aufgebracht (Sensor HFS-4 der Firma Omega [140]), der die in das Quarzglas eindringende Wärmestromdichte misst. Um die optischen Verhältnisse des Sensors der Quarzglasoberfläche anzupassen, wurde dieser mit demselben Lack wie die Glasoberfläche geschwärzt (siehe Kapitel 6.3.2). Die Funktionsweise beruht auf der durch den zu messenden Wärmefluss verursachten Temperaturdifferenz über einen bekannten thermischen Widerstand (Kapton-Folie). Diese kleine Temperaturdifferenz wird über 40 hintereinander geschaltete Thermopaare gemessen. Der Sensor HFS-4 von Omega besitzt für die beim Teststand auftretenden Wärmestromdichten eine ausreichend hohe Sensitivität bei noch geringer Dicke und Baugröße. Aufgrund seiner dünnen Bauweise besitzt er eine ausreichend schnelle Reaktionszeit von 0,7 s. Zur Befestigung wurde ein Klebstoff-Film ohne Träger (Typ 467MP Firma 3M [141]) benutzt. Weitere technische Daten sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Tabelle 6.1: Skizze und technische Daten des Wärmestromdichte-Sensors Omega HFS-4 [140] und des benutzten Klebstoff-Films 3M Typ 467MP [141].

	Spezifikation	Größe
	Größe ($L \times B$)	29 mm x 35 mm
	Dicke	0,23 mm
	Reaktionszeit ¹	0,7 s
	Anzahl der Thermopaare	40
	Sensitivität	0,0021 mV/(W/m ²)
	Thermischer Widerstand	0,0035 K/(W/m ²)
	Max. zulässige Temperatur	<200°C
	Max. zulässige Wärmestromdichte	63000 W/m ²
	Klebstoff-Film 3M, Typ 467MP	<120°C; Dicke: 0,05 mm

¹ 63%-Antwort einer Sprungfunktion

Zur Überwachung des Testbetriebes sind weitere Thermoelemente (TE) auf der Glasoberfläche sowie an der Innen- und Außenseite der Isolierung angebracht. Die aktuell vom Leistungssteller zur Verfügung gestellte Leistung wird über ein Spannungssignal an die Messdatenerfassung weitergegeben.

6.3.2 Substrat und Sekundärkonzentrator-Struktur

Für die Messungen wird als Substratmaterial ein für den solaren Einsatz nicht mehr benötigtes Quarzglasfenster verwendet. Die Stoffdaten und Maße sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Damit die Strahlung der Beheizung (sichtbarer und infraroter Spektralbereich) entsprechend der zweiten Randbedingung 6.10 des Wärmeleitproblems (siehe Seite 59) direkt an der Oberfläche des Quarzglases absorbiert wird, wird die beheizte Seite der Glasoberfläche mit schwarzem Lack versehen. Die gegenüber liegende Seite der Temperaturmessung wird aus Gründen eines günstigeren Signal-Rausch-Verhältnisses und der Vermeidung von Messfehlern durch Reflexion ebenfalls schwarz lackiert (siehe auch Abschnitt 6.3.4). Nach Prüfung verschiedener Lacke [142] wurde „Würth SaBesto Lackspray spezial“ verwendet, das die Vorteile eines dünnen, deckenden Lackauftrages bei hoher Temperaturbeständigkeit und hoher Absorptivität vereint. Ein dünner Lackauftrag ist wichtig, da die Lackschicht zu einer zusätzlichen Phasenverschiebung bei der Messung führt (siehe Kapitel 6.4.3). Die Eigenschaften der Lackierung sind in Tabelle 6.3 abgedruckt.

Tabelle 6.2: Stoffdaten und Maße des Quarzglassubstrates [48].

	Wert
Dichte ¹ ρ in kg/m ³	2203
Spezifische Wärmekapazität ¹ c_p in J/(kgK)	754
Wärmeleitfähigkeit ¹ λ in W/(mK)	1,40
Höhe ² in mm / Durchmesser ² in mm	447 / 315
Glasdicke $\overline{\Delta r} \pm \sigma_{\Delta r}$ in mm	4,8 \pm 0,6

¹Stoffdaten bei 35°C; ²Maße auf konkaver Seite

Tabelle 6.3: Eigenschaften der Lackierung des Quarzglases [142].

	Eigenschaften
Art des Lackes	Würth SaBesto Lackspray spezial (schwarz, matt, hitzefest)
Lackauftrag	3-fach, nicht durchscheinend
Gesamtdicke der Lackschichten je Seite	ca. 30 μ m
Hitzefestigkeit	bis 650°C
Absorptivität ¹	96%

¹Messintervall Wellenlängen $\lambda = 0,45$ bis 2,0 μ m (DLR)

Da der Einfluss der Sekundärkonzentrator-Struktur auf das Strömungsfeld nicht vernachlässigbar ist (siehe auch Kapitel 5.1.1) wurde dieser für die Wärmeübergangsmessungen als Modell im Maßstab 1:1 nachgebaut. Die Geometrie ist in Kapitel 2.2.2.2 beschrieben. Die Struktur des Sekundärkonzentrator-Modells wurde aus Holz gefertigt. Die Spiegelsegmente wurden durch Platten aus Karton nachgebildet.

6.3.3 Luftversorgung, Luftverteilung und Düsen

Die Luftversorgung der Düsen wird über zwei riemengetriebene Drehkolbengebläse der Firma RKR Verdichtertechnik (Aggregate K 10 R und K 20 R) realisiert. Die beiden Gebläse liefern zusammen bei einer maximalen Druckerhöhung von 100 mbar Volumenströme bis maximal 420 m³/h (auf den Ansaugzustand bezogen) [143].

Drehkolbengebläse sind zwangsweise fördernde Maschinen. Der Ansaugvolumenstrom ist direkt drehzahlabhängig und ändert sich nur geringfügig durch die Spaltverluste des Gebläseblockes (Rückströmung). Die Drehzahl der Gebläsemotoren kann über Frequenzumrichter justiert werden. Die tatsächliche Drehzahl eines Gebläses wird direkt am Laufrad der Gebläseeinheit mittels eines Stromkreises mit induktivem Näherungsschalter und einem Frequenzzähler gemessen. Die Spaltverluste der Gebläse hängen von der Druckdifferenz über die Gebläse und der Ansaugdichte ab. Die Druckdifferenz über ein Gebläse wird über einen Differenzdrucksensor mit induktiv abgetasteter Membran gemessen (Messgenauigkeit im Einbaustand mit Messsystem ± 1 mbar). Die Ansaugdichte wird über eine Messung der Ansaugtemperatur und der Absolutdruckmessung einer nahe gelegenen Wetterstation ermittelt.

Mit Hilfe von Gebläsedrehzahl, Differenzdruck über die Gebläse und Ansaugdichte kann über eine Berechnungsgleichung der Ansaugvolumenstrom bestimmt werden. Laut Herstellerangaben liegt der maximale Fehler des mit der angegebenen Gleichung ermittelten Volumenstromes bei $\pm 5\%$ [144].

Der geförderte Luftstrom wird vereint und anschließend in einen Strömungsverteiler geleitet. Bild 6.8 zeigt den Strömungsverteiler in perspektivischer Ansicht und in Aufsicht. Der Verteiler besteht im Wesentlichen aus einem Diffusor aus Blech, welcher mit einer Frontplatte mit 18 Anschlussstutzen verschlossen ist. Luft tritt in den Diffusor ein und kann auf eine Düse bis maximal 18 Düsen verteilt werden. Nicht benutzte Anschlüsse werden mit einer Kappe verschlossen.

Ist eine Konfiguration mit pulsierendem Massenstrom erwünscht, so lässt sich direkt unterhalb der Frontplatte eine Drehplatte montieren, die sich entlang der Frontplatte bewegt. Die Drehplatte besitzt 18 wiederverschließbare Aussparungen. In der Aufsicht in Bild 6.8 sind beispielsweise fünf Aussparungen der Drehplatte geöffnet. Zum betrachteten Zeitpunkt strömt Luft nur durch die fünf nebeneinander liegenden, freigegebenen Anschlussstutzen zu den Düsen. Über einen Getriebemotor wird die Drehplatte in Rotation versetzt. Zwischen den Platten eingelegte Teflonringe sorgen für einen geringen Reibwert und dichten die einzelnen Stutzen gegeneinander ab. Mit der eingesetzten Steuerung und dem Getriebemotor sind Umlaufdauern zwischen 16 s und 30 s realisierbar. Die Umlaufdauer der Drehplatte wird über in die Drehplatte eingebaute Magnete, die sich an Reed-Schaltern vorbeibewegen mit Hilfe eines Frequenzzählers gemessen.

Die Luft wird von den Anschlussstutzen des Strömungsverteilers über 50 mm dicke Schläuche an die jeweilige Position des zu kühlenden Fensters herangeführt. Aus Platzgründen findet ca. 150 mm vor den Düsen eine Querschnittsverringerung auf 20 mm (Runddüsen) bzw. 25 mm (Schlitzdüse) statt. Im Einsatz waren drei verschiedene, konische zulaufende Runddüsen mit verschiedenen Austrittsquerschnitten. Zusätzlich wurden Messungen mit einem Schlitzdüsentyp durchgeführt, der von einem runden Eintrittsquerschnitt auf einen nähe-

ungsweise rechteckigen Austrittsquerschnitt übergeht. Tabelle 6.4 gibt einen Überblick über die eingesetzten Düsentypen.

Der Polarwinkel ϑ der Einstromrichtung (Bild 4.4) kann bei den Runddüsen über Adapterstücke auf 0° bzw. 10° justiert werden. Durch Drehung von Adapterstück und Runddüsen lassen sich Azimutwinkel φ zwischen 0° und nahezu 90° realisieren. Die Schlitzdüsen sind nur in einer Geometrie gefertigt und die Einstromrichtung ist nicht veränderbar ($\vartheta=0^\circ$, $\varphi=0^\circ$).

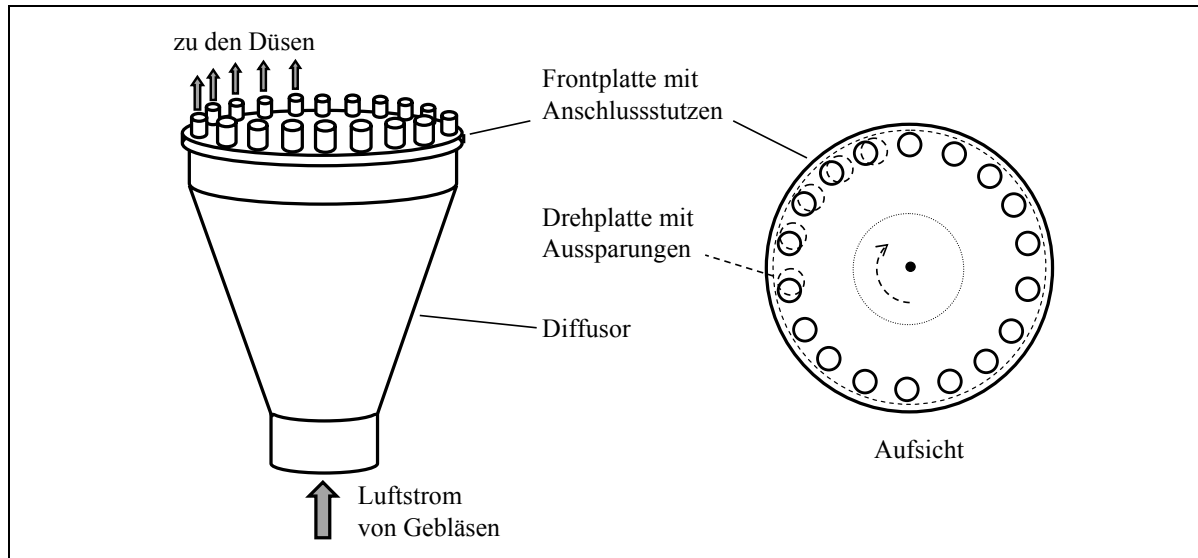
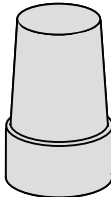
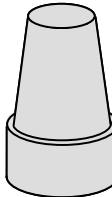
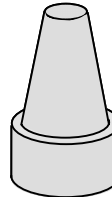
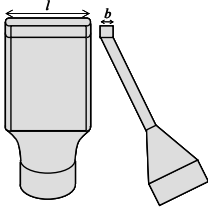


Bild 6.8: Perspektivische Ansicht des Strömungsverteilers und Aufsicht auf die Frontplatte.

Tabelle 6.4: Eingesetzte Düsentypen.

Düsentypen				
Düsentyp Eintritt / Austritt	rund / rund	rund / rund	rund / rund	rund / schlitzf.
Hydraul. Durchmesser d_h	20,0 / 16,0	20,0 / 12,0	20,0 / 8,0	25,0 / 15,9
Eintritt / Austritt in mm				($l=35,0$; $b=6,0$)
Querschnittsfläche A	314 / 201	314 / 113	314 / 50	491 / 198
Eintritt / Austritt in mm^2				
Flächenverhältnis $n_0 = A_{\text{Austritt}} / A_{\text{Eintritt}}$	0,64	0,36	0,16	0,40
Düsenlänge in mm	30	30	30	rund: 50 + 30 schlitzf.: 63 + 15
Realisierbare Einstromrichtung ²	$\vartheta = 0^\circ$; $\vartheta = 10^\circ$ $0^\circ < \varphi < 85^\circ$	$\vartheta = 0^\circ$; $\vartheta = 10^\circ$ $0^\circ < \varphi < 85^\circ$	$\vartheta = 0^\circ$; $\vartheta = 10^\circ$ $0^\circ < \varphi < 85^\circ$	$\vartheta = 0^\circ$ $\varphi = 0^\circ$

¹ Hydraulischer Durchmesser $d_h = 2\sqrt{A/\pi}$; ² Polarwinkel ϑ , Azimutwinkel φ (siehe Bild 4.4 auf Seite 33)

6.3.4 Thermografie-System

Für die Messungen wird das Thermografie-System Avio TVS-2100 (Nippon Avionics Co., Ltd) verwendet. Eine Argon-Gaskühlung kühlt den 10-Multielement-Photonendetektor (InSb) auf die Betriebstemperatur von -186°C . Der von der Kamera detektierte Spektralbereich liegt ohne Einsatz eines Filters zwischen $3\text{ }\mu\text{m}$ und $5,4\text{ }\mu\text{m}$. Über Hochgeschwindigkeits-Rotationsspiegel wird das Messobjekt abgescannt und es werden Wärmebilder mit einer Auflösung von 256×200 Pixel in 8-Bit-Digitalisierung mit einer Frequenz von 30 Hz dargestellt. Die Kamera benutzt das Zeilensprungverfahren (Interlace), bei dem zwei Halbbilder aus 100 Zeilen aufgezeichnet und daraus ein Vollbild aus 200 Zeilen gebildet wird. Das momentane Gesichtsfeld eines Scanpunktes beträgt bei dem vorliegenden Messabstand knapp 8 mm ($2,2\text{ mrad}$, Slit Response Function 50%). [145].

Der Messbereich kann zwischen -40°C und 950°C eingestellt werden. Laut Kalibrierschein erreicht das Thermografie-System für absolute Temperaturmessungen bei bekanntem Emissionsgrad mindestens eine Genauigkeit von $\pm 2\%$ des Maximalwertes des Kalibrierbereiches. Bei Messungen nach einem stationären Messprinzip ergäbe sich somit eine garantierte Genauigkeit für absolute Temperaturen von $\pm 2,4\text{ K}$ (Messtemperaturen $< 120^{\circ}\text{C}$) [146]. Die maximale, theoretische Sensitivität der Kamera für relative Temperaturänderungen liegt bei ca. $0,01\text{ K}$. Die Messungen werden mit einer Mittelung über acht Bilder durchgeführt. Der messbare Temperaturbereich wird bei der Kamera so eng wie möglich gewählt. Mit diesen Kameraeinstellungen ergibt sich eine Sensitivität für relative Temperaturänderungen zwischen $0,04\text{ K}$ und $0,06\text{ K}$.

Mit der Software PicEd Avio und einem Laptop (Pentium 133 MHz) wird über eine GPIB-Schnittstelle die Prozessoreinheit des Thermografie-System zur Bildaufnahme gesteuert. Auf diese Weise kann automatisch eine Bildsequenz mit vorgegebener Aufnahmefrequenz generiert werden. Die Bilddaten werden über die Schnittstelle übertragen und direkt im TIFF-Format auf der Festplatte des Laptops gespeichert.

In dem benutzten Thermografie-System stehen zwei Filtersysteme für Messungen im Spektralbereich zwischen $3,1\text{ }\mu\text{m}$ bis $3,6\text{ }\mu\text{m}$ sowie im Bereich zwischen $5\text{ }\mu\text{m}$ bis $5,4\text{ }\mu\text{m}$ zur Verfügung. Der zweite Messbereich ($5,0\text{ }\mu\text{m}$ - $5,4\text{ }\mu\text{m}$) eignet sich prinzipiell zur direkten Messung der Temperatur auf Quarzglas. Bei Einsatz dieses Filters zur Messung auf transparentem Quarzglas und einer durchschnittlichen Messtemperatur zwischen 30°C und 40°C wird die vom Sensor detektierbare Strahlungsleistung ca. um den Faktor 2,5 gegenüber einer Messung ohne Filter ($3,0\text{ }\mu\text{m}$ - $5,4\text{ }\mu\text{m}$) auf geschwärztem Quarzglas reduziert. Dadurch verschlechtert sich das Signal-Rausch-Verhältnis. In einem Vorversuch hat sich bestätigt, dass die Verrauschung des Signals bei einer Messung auf Quarzglas mit Filter gegenüber einer Messung auf geschwärzter Oberfläche ohne Filter fast um den Faktor zwei zunimmt [147]. Zudem wird durch eine Schwärzung der Oberfläche verhindert, dass die örtlichen Temperaturmessergebnisse durch Reflexion von Strahlung innerhalb des kuppelförmigen Receiverfensters verfälscht werden. Aufgrund dieser Vorteile wurde neben der beheizten Seite auch die gekühlte Seite des Quarzglasfensters mit schwarzem Lack („Würth SaBesto Lackspray spezial“) beschichtet, und die Messungen wurden ohne Filter durchgeführt.

6.3.5 Datenerfassung

Die Messsignale der Sensoren werden über ein Mehrkanal-Datenerfassungssystem (IMP 3595 1C der Firma Solartron [148]) in Verbindung mit einem PC geloggt. Die Signale werden dabei im IMP (Isolated Measurement Pod) mit einem 15-bit A/D-Wandler digitalisiert und anschließend über einen S-Net-Bus an eine Messkarte des PCs weitergegeben und gespeichert. Zur Programmierung des Messsystems und zur Datenerfassung wird die Software RTM 3500 (Firma Micro Specialty Systems) benutzt.

Die Integrationszeit des IMP betrug bei den Messungen 20 ms. Messdaten, deren transienter Verlauf wichtig ist, wurden im 5-Sekundentakt aufgezeichnet. Bei Periodendauern von ca. 1000 s und einer Messdauer von mindestens drei Perioden ergeben sich damit mindestens 600 Messpunkte pro Messung. Signale, die nur zur online-Überwachung des Versuchsbetriebes dienten, wurden im 120-Sekundentakt gespeichert. Insgesamt wurden alle 20 Messkanäle belegt. Einen Überblick über die eingesetzten Messsensoren und ihre Fehler im eingesetzten Messbereich gibt Tabelle 6.5.

Tabelle 6.5: Sensoren und ihre Fehler im eingesetzten Messbereich.

Messsensor	Messgröße	Messsignal	Fehler durch IMP [148]	Fehler durch Sensor	Gesamtfehler
Differenzdruck-Sensor	Differenzdruck in mbar	0-10 V 0-100 mbar	$\pm 0,6$ mV $\pm 0,006$ mbar	± 1 mbar ⁽¹⁾	± 1 mbar ⁽¹⁾
Thermoelement Typ K, Klasse 1	Temperatur in °C	mV	$< 0,7$ K ^(2,3) -	$< 1,5$ K ⁽²⁾ [149] -	$< 1,7$ K ⁽²⁾ $< 0,2$ K ⁽¹⁾ [150]
Wärmestromdichte-Sensor Omega HFS-4	Wärmestromdichte in W/m ²	0-2 mV 0-1000 W/m ²	ca. $\pm 5,4$ μ V ca. $\pm 2,7$ W/m ²	$\pm 10\%$ [151]	$\pm 10\%$
Leistungssignal Beheizung JUMO	Leistungsabgabe in W	0-10 V 0-1640 W	$\pm 0,6$ mV 0,1 W	k. A.	k. A.

IMP bei Umgebungstemperatur $20 \pm 3^\circ\text{C}$; 20 ms Integrationszeit

⁽¹⁾ kalibriert; ⁽²⁾ Messbereich -100 bis 375°C ; ⁽³⁾ $0,7\text{ K} = 0,3\text{ K} + 0,4\text{ K}$ bei automatischer Kaltstellenkorrektur

6.4 Durchführung und Auswerteprozedur der Messungen

Dieser Abschnitt geht zuerst auf die vor einer Messkampagne durchzuführenden Kalibrier-messungen ein. Anschließend wird eine Übersicht über Versuchsparameter und durchgeführte Messungen gegeben. Schließlich erfolgt eine Beschreibung der Auswerteprozedur.

6.4.1 Vorbereitende Kalibriermessungen

Vor den Messungen muss eine Charakterisierung des transienten Beheizungsverhaltens vorgenommen werden. Außerdem muss eine örtliche Kalibration der Infrarot-Kamera erfolgen, um eine Zuordnung zwischen Kamerapixel und lokal vorliegender Glasdicke zu erhalten.

6.4.1.1 Charakterisierung des transienten Beheizungsverhaltens

Die Auswertung des Wärmeübergangskoeffizienten über den Phasengang erfordert die Kenntnis der Phasenlage der auf der Beheizungsseite in das Substrat eindringenden Wärmestromdichte $\dot{q}_{ein}(t)$. Der zeitliche Verlauf der eindringenden Wärmestromdichte ist jedoch aufgrund der thermischen Trägheit des Beheizungssystems und des Substrates gegenüber dem Verlauf der zugeführten elektrischen Heizleistung $P_{el}(t)$ phasenverschoben. Die Verhältnisse auf der Beheizungsseite sind in Bild 6.9 verdeutlicht. Die zeitlichen Verläufe von elektrischer Beheizungsleistung (P_{el}), zugeführter (\dot{q}_{zu}) und abgegebener (\dot{q}_{ab}) Wärmestromdichte und der eindringenden Wärmestromdichte (\dot{q}_{ein}) sind in Bild 6.10 in den Diagrammen eins bis vier schematisch dargestellt.

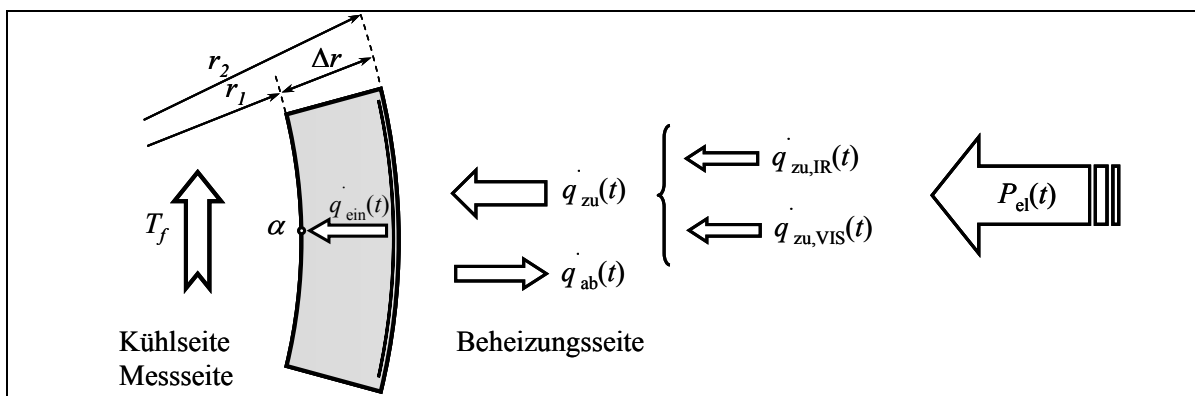


Bild 6.9: Darstellung der Energieströme und -stromdichten auf der Beheizungsseite des Substrates.

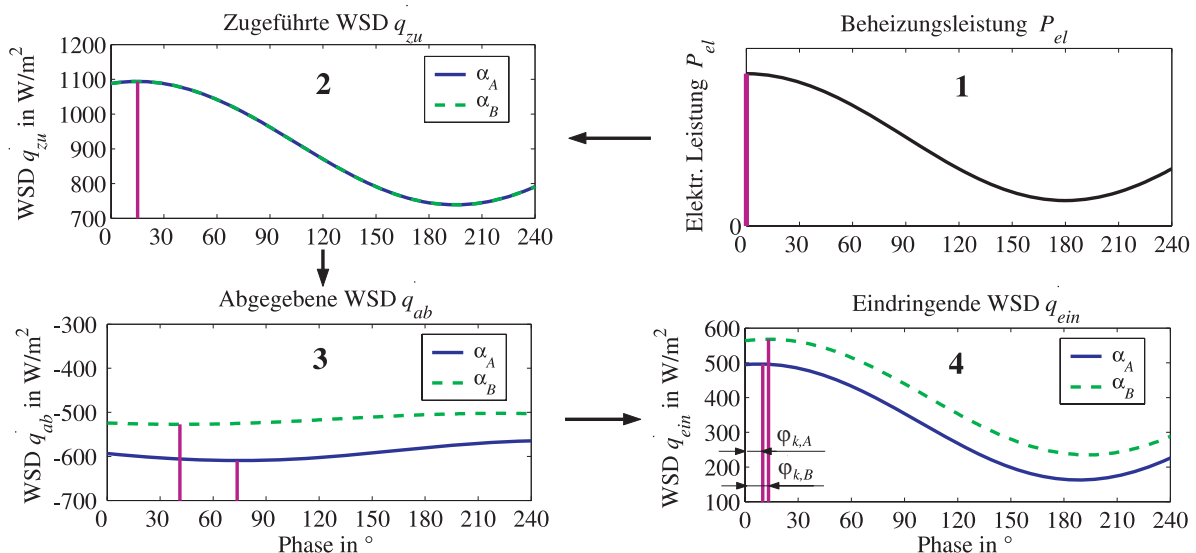


Bild 6.10: Diagramm 1: Zeitlicher Verlauf der elektrischen Beheizungsleistung. Diagramme 2-4: Zeitliche Verläufe der Wärmestromdichten (WSD) an zwei Punkten A und B der Beheizungsseite bei verschiedenen, kühlseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_A und α_B ($\alpha_A < \alpha_B$). Die senkrechten Linien verdeutlichen die Phasenlage der Kurven.

Das Diagramm 1 des Bildes 6.10 (rechts oben) zeigt den Verlauf der Beheizungsleistung P_{el} , der die Phase 0° besitzen soll. Die in das Quarzglas eindringende Wärmestromdichte \dot{q}_{ein} setzt sich folgendermaßen zusammen:

- Wärmeeintrag durch sichtbares Licht ($\dot{q}_{zu,VIS}$):
Der zeitliche Verlauf des Wärmeeintrages durch sichtbares Licht ist homogen über der Quarzglasoberfläche verteilt und besitzt keine messbare Phasenverschiebung zum elektrischen Leistungssignal der Beheizung.
- Wärmeeintrag durch Wärmestrahlung und Konvektion ($\dot{q}_{zu,IR}$):
Die Isolierung, die Glühbirnen und die Luft werden erwärmt und geben ihre Energie vor allem durch Wärmestrahlung zeitverzögert an das Quarzglas ab. Der zeitliche Verlauf dieses Wärmeeintrages ist ebenfalls homogen über der Quarzglasoberfläche verteilt.
Die zugeführte Wärmestromdichte $\dot{q}_{zu} = \dot{q}_{zu,VIS} + \dot{q}_{zu,IR}$ ist im Diagramm 2 des Bildes 6.10 (links oben) dargestellt. Der Verlauf ist gegenüber dem elektrischen Beheizungssignal zeitlich versetzt und ist für zwei beliebige Wärmeübergangskoeffizienten α_A und α_B der Messoberfläche identisch.
- Wärmeverluste durch Wärmestrahlung und Konvektion (\dot{q}_{ab}):
Die Wärmeverluste sind abhängig von der Oberflächentemperatur des Substrates, d. h. vom auf der Kühlseite des Substrats vorliegenden Wärmeübergangskoeffizienten. Die abgegebene Wärmestromdichte \dot{q}_{ab} differiert daher in Phase und Amplitude über der Quarzglasoberfläche. Im Diagramm 3 des Bildes 6.10 (links unten) ist für die zwei kühlseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_A und α_B der zeitliche Verlauf dargestellt. Am Ort des kleineren Wärmeübergangskoeffizienten α_A ist die abgegebene Wärmestromdichte betragsmäßig größer und die Phasenverschiebung im Bezug zum Leistungssignal der Beheizung ist größer.

Die auf der Beheizungsseite eindringende Wärmestromdichte (\dot{q}_{ein}) ergibt sich dann als die Summe aus der dem Substrat zugeführten (\dot{q}_{zu}) und abgegebenen (\dot{q}_{ab}) Wärmestromdichte. Sie ist in Diagramm 4 des Bildes 6.10 (rechts unten) skizziert. Bei kleineren Wärmeübergangskoeffizienten (α_A) besitzt die eindringende Wärmestromdichte gegenüber der elektrischen Beheizungsleistung eine kleinere Phasenverschiebung φ_k als bei größeren Wärmeübergangskoeffizienten (α_B).

Die zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten notwendige Phasenlage des eindringenden Wärmestromes \dot{q}_{ein} kann über den aufgeklebten Wärmestromdichtesensor (HFS) an der installierten Stelle lokal ermittelt werden. Eine Bestückung der gesamten, beheizten Seite mit Wärmestromdichtesensoren ist aus messtechnischer und finanzieller Sicht nicht sinnvoll. Aus diesem Grund wurde das transiente Verhalten der Beheizung vor der eigentlichen Messkampagne durch Messreihen charakterisiert und eine Beheizungskennlinie ermittelt.

Hierzu werden innerhalb der Messreihen bei identischen Beheizungsbedingungen (Mittelwert, Amplitude, Frequenz) gegenüber der Installationsstelle des Wärmestromdichtesensors durch Variation der Anströmung unterschiedliche Wärmeübergangskoeffizienten einge-

stellt. Für einen Wärmeübergangskoeffizienten wird eine bestimmte Amplitude der Oberflächentemperatur der gekühlten Quarzglasseite gemessen ($\hat{T}_{\max}(r=r_l)$). Gleichzeitig kann über den Wärmestromdichtesensor die Phasenverschiebung der eindringenden Wärmestromdichte \dot{q}_{ein} gegenüber dem Leistungssignal der Beheizung P_{el} ermittelt werden ($\varphi_{k,Beh}$). Werden diese Messungen bei verschiedenen Wärmeübergangskoeffizienten wiederholt, so ergibt sich die in Bild 6.11 dargestellte Beheizungskennlinie. Die Ergebnisse sind bezüglich des Einflusses des Wärmestromdichtesensors auf die Messwerte korrigiert (siehe unten). Temperaturamplitude $\hat{T}_{\max}(r=r_l)$ und Phasenverschiebung $\varphi_{k,Beh}$ sind mit einem Bestimmtheitsmaß von $r^2=0,98$ stark korreliert.

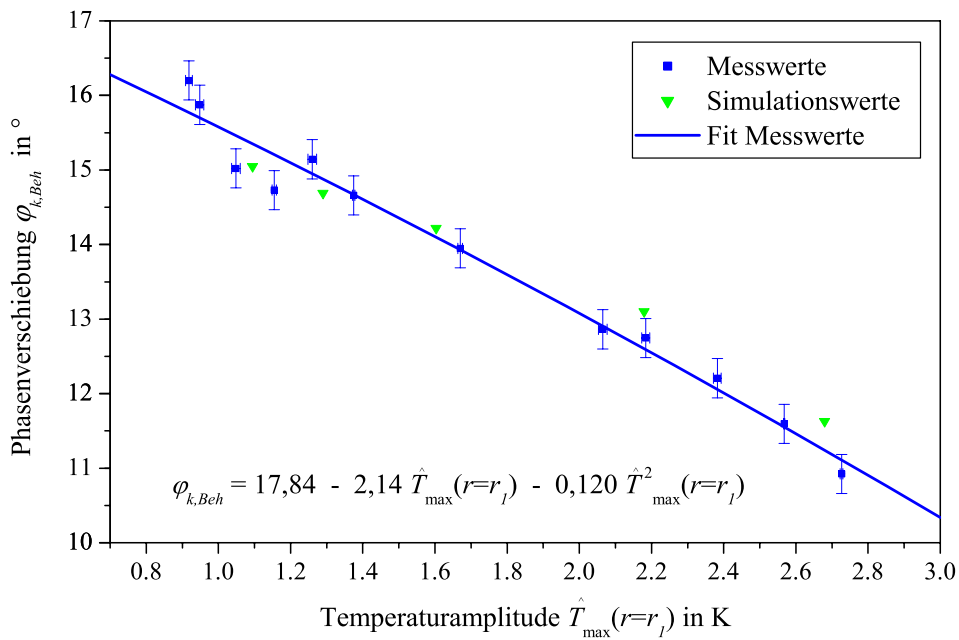


Bild 6.11: Darstellung des transienten Verhaltens der Beheizungsanordnung ($P_{el}=380\pm 260$ W; $f=0,001$ Hz).

Zwischen der Phasenverschiebung $\varphi_{k,Beh}$ und der Amplitude der Quarzglasoberflächentemperatur an der gekühlten Seite $\hat{T}_{\max}(r=r_l)$ ergibt sich aus den Messungen folgender Zusammenhang (bezüglich des Einflusses des Wärmestromdichtesensors auf die Messwerte korrigiert):

$$\varphi_{k,Beh} = 17,84 - 2,14 \cdot \hat{T}_{\max}(r=r_l) - 0,120 \cdot \hat{T}_{\max}^2(r=r_l) \quad (6.39)$$

Dieser Formel gilt für eine Beheizungsfrequenz von $f=0,001$ Hz und einer Beheizungsleistung von $P_{el}=380\pm 260$ W. Die Phasenverschiebungen $\varphi_{k,Beh}$ liegen bei der aufgebauten Messapparatur im Bereich zwischen 11° und 17° .

Um den qualitativen Verlauf der Messwerte zu bestätigen und den Einfluss des Wärmestromdichtesensors auf das Messergebnis zu quantifizieren, wurde ein transientes Simulationsmodell erstellt. Es umfasst das Quarzglas mit Lackschichten, die Isolierung mit Alufolie, die Lampen sowie die eingeschlossene Luftmasse (ideal durchmischt). Die simulierten Werte sind ebenfalls in Bild 6.11 eingetragen. Der qualitative Verlauf der Messungen konnte gut nachgebildet werden.

Im Modell kann der Wärmestromdichtesensor optional mitberechnet werden. Dies erlaubt es, dessen Einfluss auf das Messergebnis zu quantifizieren. Die Phasenverschiebung $\varphi_{k,Beh}$ wird durch den Sensor maximal um 1,5% verfälscht. Es wurde eine entsprechende Korrektur der Messwerte vorgenommen. Einen signifikanten Einfluss des Sensors auf die Temperaturamplitude des gekühlten Substrates $\hat{T}_{max}(r=r_l)$ konnte in der Messreihe nicht festgestellt werden.

6.4.1.2 Örtliche Kalibration der IR-Kamera

Herstellungsbedingt variiert die Glasdicke des Substrates um bis zu $\pm 30\%$. Bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten würde die Annahme einer konstanten Dicke den Messfehler im Mittel um ca. 19% erhöhen. Aus diesem Grund wurde die Dickenverteilung des Receiverfensters vermessen. Ein Messroboter (Wenzel 3-D-Messmaschine LH/CNC) tastete hierzu Innen- und Außenkontur mit je 25920 Messpunkten ab.

Eine örtliche Kalibration der Infrarot-Kamera ist notwendig, um eine Zuordnung der gemessenen Glasdickenwerte auf die einzelnen Pixel des Thermografie-Bildes der Kamera zu erhalten. Hierzu werden die Methoden der Nahbereichsfotogrammetrie verwendet [152, 153]. Über eine zentralperspektivische Projektion werden die dreidimensionalen Messdaten auf das zweidimensionale Thermografie-Bild abgebildet. Details sind in Anhang D.1 beschrieben. Für die Projektion ist die innere und äußere Orientierung der Kamera notwendig. Diese werden über mehrere Kalibrierpunkte ermittelt. Eine Erläuterung des Vorgehens ist in Anhang D.2 gegeben. Nach der Projektion der Messdaten findet deren Interpolation in die Auflösung des Thermografie-Bildes statt. Das Ergebnis der Projektion und Interpolation ist in Bild 6.12 dargestellt. Der Punkt P der Fensteroberfläche wird dabei auf den Punkt P' abgebildet. Die Kameraposition im linken Bild befindet sich bei $x=-1,2$ m, $y=0,0$ m und $z=-3,5$ m mit einer Neigung gegen die z-Achse von $\omega=-19,5^\circ$ ($\varphi=0,2^\circ$; $\kappa=0,5^\circ$).

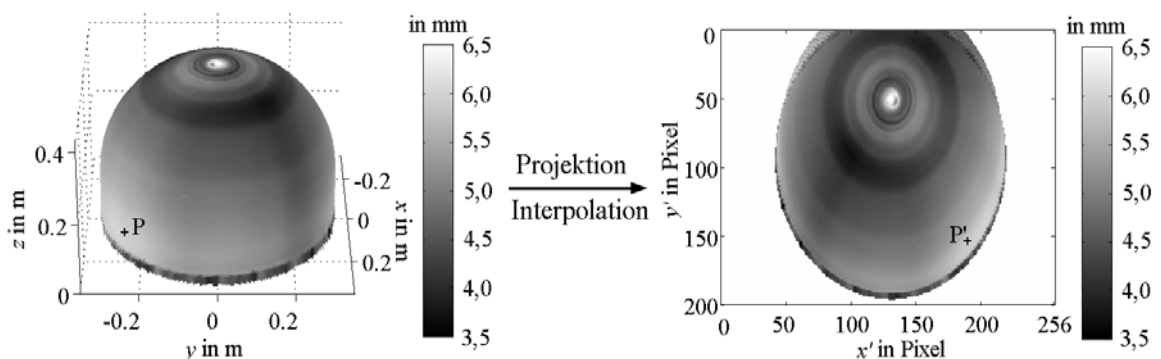


Bild 6.12: Die Dickenverteilung in dreidimensionalen Messdaten (links) wird auf das zweidimensionale Thermografie-Bild abgebildet und auf 256x200 Pixel interpoliert (rechts).

6.4.2 Versuchsparameter und Messkampagne

Quantitative Versuchsauswertungen wurden ausschließlich nach dem periodisch-transienten Messprinzip vorgenommen. Ohne Thermostatisierung der Gebläseluft auf Umgebungsbedingungen ändert sich vor allem durch Zumischung kühler Umgebungsluft die Fluidtemperatur entlang der Strömungsrichtung der Jets (siehe auch Anhang E.3). Daher konnten stationäre Messungen, bei denen die Fluidtemperatur in die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten eingeht, nur sehr bedingt ausgewertet werden. Einen Überblick über die bei periodisch-transienten Messungen eingestellten Parameter gibt Tabelle 6.6.







Tabelle 6.6: Überblick über Parameter bei den periodisch-transienten Messungen.

Kühlluft	
Volumenstrom \dot{V}	40 – 342 m ³ /h
Gesamtdruckverlust Δp	4 – 98 mbar
Re-Zahl Re	18100 – 94070
Düsenaustrittsgeschwindigkeit w	20 – 114 m/s
Beheizungsanordnung	
Beheizungsfrequenz f	0,001 Hz ($\omega=0,0063$ 1/s; $T_{per}=16,7$ min)
Elektr. Heizungsleistung P_{el}	380 ± 260 W
Eindringender Wärmestrom \dot{q}_{ein} (Größenordnung ¹)	ca. 340 ± 140 W/m ²
Thermografie-System	
Gesamtzahl der Bilder pro Messung	600
Bildaufnahmefrequenz	12 1/min
Mittelung	über 8 Bilder (0,27 s pro Bild)
Sensitivität	0,04 – 0,06 K
Emissivität ε	0,96
Maximaltemperatur	<44°C
Zeitablauf	
Vorheizzeit in den stationären Zustand	>2 h
Einschwingzeit der Heizungsmodulation	>3 Perioden (>50 min)
Messdauer	3 Perioden (50 min)

¹ Mittelwert und Amplitude des eindringenden Wärmestromes variiert lokal (siehe Abschnitt 6.4.1.1)

Innerhalb mehrerer Messkampagnen wurden an dem Teststand mit dem periodisch-transienten Messverfahren insgesamt fast 50 Experimente durchgeführt und ausgewertet. Es fanden Versuche mit unverdrallten und verdrallten, symmetrischen Konfigurationen statt. Detaillierter untersucht wurden auch die asymmetrischen Kühlkonfigurationen. Hierzu fanden neben Versuchen mit periodischer Pulsation des Massenstromes auch Versuche ohne Massenstrom-Pulsation statt, um direkte Vergleiche zur stationären Strömungssimulation ziehen zu können. Die Experimente wurden mit unterschiedlichen Düsen-Reynolds-Zahlen ausgeführt. Tabelle 6.7 gibt eine Übersicht über die durchgeführten Messungen.

Tabelle 6.7: Überblick über die durchgeführten Messungen.

	Sym.	Sym. Drall	Asymmetrisch							
										
Düsenanzahl n	6	6	3 (18)	4 (18)				5 (18)	6 (18)	
Düsentyp ¹	R	R	S	S		R		S	S	
Düsenwinkel	$\vartheta=0^\circ$; $\varphi=0^\circ$	$\vartheta=10^\circ$; $\varphi=30/80^\circ$	$\vartheta=0^\circ$; $\varphi=0^\circ$	$\vartheta=0^\circ$; $\varphi=0^\circ$		$\vartheta=10^\circ$; $\varphi=0^\circ$		$\vartheta=0^\circ$; $\varphi=0^\circ$	$\vartheta=0^\circ$; $\varphi=0^\circ$	
Umlaufdauer ² in s	∞	∞	22	∞	22	30	22	∞	22	22
Düsen-Re-Zahl ³	23200- 76900	57800- 58200	19400- 94100	61600- 63100	19600- 89000	18100- 58800	18700- 78200	62500- 74600	19300- 85200	19500- 78000
Anzahl Mess.	7	2	5	6	5	2	4	6	5	3

Zusätzlich wurden zwei Vergleichsmessungen ohne Sekundärkonzentrator durchgeführt.

¹ R=Runddüse ($d=8,0 / 12,0 / 16,0$ mm); S=Schlitzdüse ($l=35,0$ mm; $b=6,0$ mm $\rightarrow d_h=15,9$ mm).

² ∞ bedeutet keine periodische Beaufschlagung der Düsen mit Kühlluft. Eine Zahl $<\infty$ gibt die Umlaufdauer bei periodischer Beaufschlagung der Düsen an.

³ Re-Zahl-Variation durch Änderung des Volumenstromes bzw. bei Runddüsen des Austrittsdurchmessers ($Re=\rho w d_h / \eta$)

6.4.3 Auswerteprozedur zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten

In Bild 6.13 ist ein Ablaufdiagramm der Auswerteprozedur zur Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten über den Phasengang dargestellt.

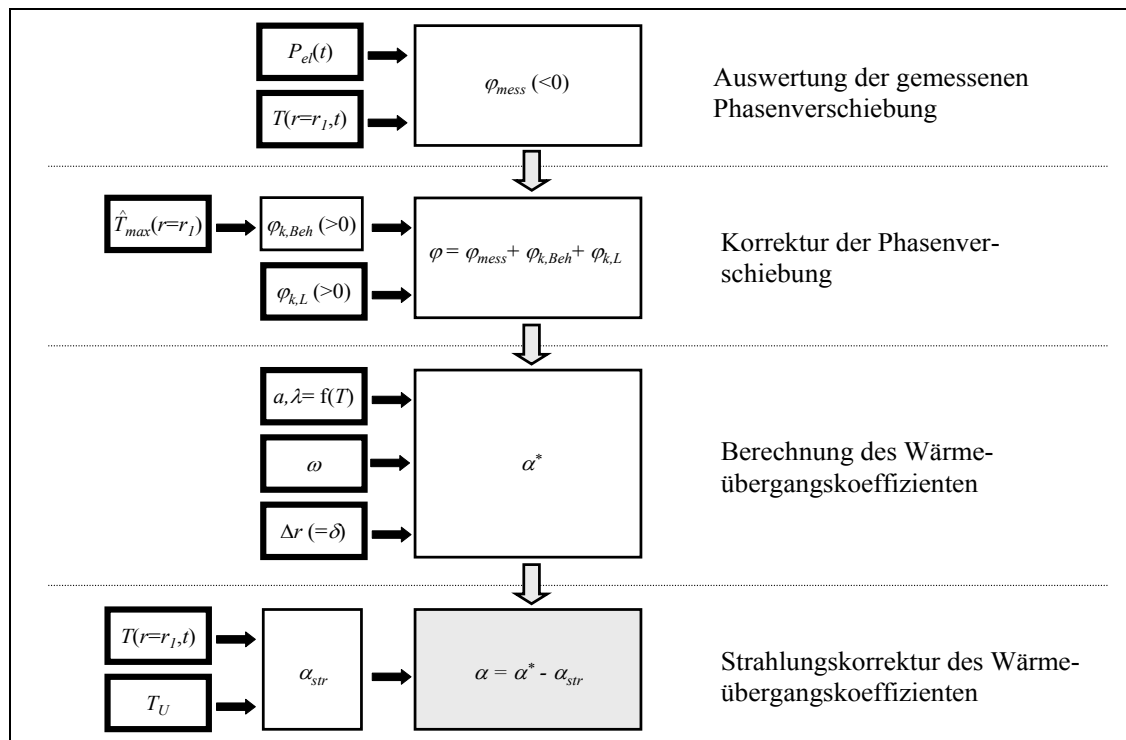


Bild 6.13: Ablaufdiagramm der Auswerteprozedur des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten über den Phasengang. Dick umrandete Felder enthalten Inputgrößen.

Auswertung der gemessenen Phasenverschiebung. Zwischen dem Signal der elektrischen Beheizungsleistung $P_{el}(t)$ und der durch die Infrarot-Kamera gemessenen Oberflächentemperschwungung eines Pixels $T(r=r_l, t)$ lässt sich eine Phasenverschiebung φ_{mess} (<0) ermitteln. Die beiden Signale können mit den Mittelwerten a_i , den Amplituden b_i , dem Phasenwinkel φ_l und der Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ ($\Delta\varphi < 0$) beschrieben werden:

$$P_{el}(t) = y_1(t) = a_1 + b_1 \cos(\omega t + \varphi_1) = \bar{y}_1 + \hat{y}_1(t) \quad (6.40)$$

$$T(r=r_l, t) = y_2(t) = a_2 + b_2 \cos(\omega t + \varphi_1 + \Delta\varphi) = \bar{y}_2 + \hat{y}_2(t) \quad (6.41)$$

Um den Wechselanteil $\hat{y}_i(t)$ zu erhalten werden die Mittelwerte $\bar{y}_i = a_i$ von den Signalen abgezogen. Dann können die Kovarianzen von $(y_1(t), y_2(t))$, $(y_1(t), y_1(t))$ und $(y_2(t), y_2(t))$ gebildet werden:

$$\hat{y}_1(t) \cdot \hat{y}_2(t) = \frac{1}{2} b_1 b_2 \cos \Delta\varphi + \frac{1}{2} b_1 b_2 \cos(2\omega t + 2\varphi_1 + \Delta\varphi) \quad (6.42)$$

$$\hat{y}_1(t) \cdot \hat{y}_1(t) = \frac{1}{2} b_1^2 + \frac{1}{2} b_1^2 \cos(2\omega t + 2\varphi_1) \quad (6.43)$$

$$\hat{y}_2(t) \cdot \hat{y}_2(t) = \frac{1}{2} b_2^2 + \frac{1}{2} b_2^2 \cos(2\omega t + 2\varphi_1 + 2\Delta\varphi) \quad (6.44)$$

Von diesen Kovarianzen werden nur die Gleichanteile verwendet (1. Summand). Diese werden durch zeitliche Mittelung von Gleichungen 6.42 bis 6.44 gebildet. Dann erhält man die gesuchte Phasenverschiebung zwischen den Signalen:

$$\Delta\varphi = -\arccos \frac{\overline{\hat{y}_1(t) \cdot \hat{y}_2(t)}}{\left[\overline{\hat{y}_1(t) \cdot \hat{y}_1(t)} \cdot \overline{\hat{y}_2(t) \cdot \hat{y}_2(t)} \right]^{0,5}}; \quad \Delta\varphi < 0 \quad (6.45)$$

Korrektur der Phasenverschiebung. Um die Phasenverschiebung zwischen dem Signal der in das Quarzglas eindringenden Wärmestromdichte $\dot{q}_{ein}(t)$ und dem Temperatursignal $T(r=r_l, t)$ zu erhalten, muss die gemessene Phasenverschiebung $\varphi_{mess}(<0)$ um den Wert $\varphi_{k, Beh}(>0)$ und $\varphi_{k, L}(>0)$ korrigiert werden. Die Phasenkorrektur $\varphi_{k, Beh}$ stellt den zeitlichen Verzug der in das Quarzglas eindringenden Wärmestromdichte gegenüber dem elektrischen Beheizungssignal dar (siehe Abschnitt 6.4.1.1). Die Phasenkorrektur $\varphi_{k, L}$ berücksichtigt den Einfluss der Lackschichten des Quarzglassubstrates auf die gemessene Phasenverschiebung. Er wurde in dem in Abschnitt 6.4.1.1 benutzten transienten Simulationsmodell auf $\varphi_{k, L} = 0,37^\circ \pm 0,10^\circ$ abgeschätzt. Zur Veranschaulichung der Korrektur sind in Bild 6.14 die zeitlichen Verläufe und Phasenversätze einer Messung abgebildet.

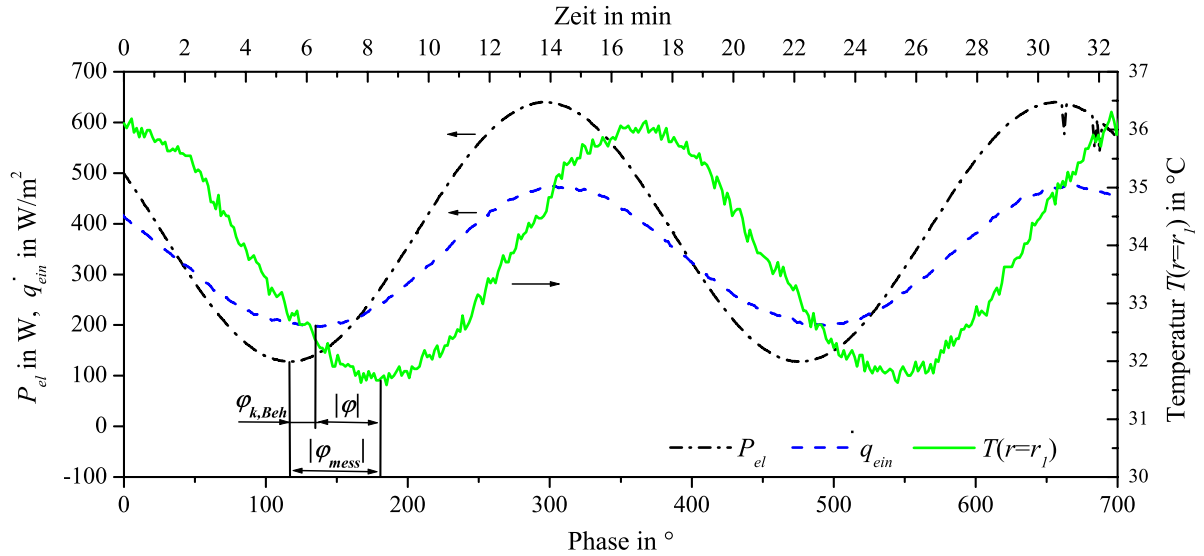


Bild 6.14: Zeitliche Verläufe (Messdaten) der elektrischen Beheizungsleistung $P_{el}(t)$, des eindringenden Wärmestromes $\dot{q}_{ein}(t)$ und der Temperatur an der gekühlten Seite $T(r=r_l, t)$. Die Lackkorrektur $\varphi_{k,L}$ ist in das Diagramm nicht eingetragen.

Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten. Mit der korrigierten Phasenverschiebung φ , den Stoffdaten Temperaturleitfähigkeit a und Wärmeleitfähigkeit λ sowie der Beheizungs-frequenz ω und der Glasdicke Δr wird der Wärmeübergangskoeffizient α^* nach den Gleichungen 6.37 und 6.38 (Seite 66) berechnet. Die Stoffdaten werden dabei in Abhängigkeit der gemittelten Temperatur des entsprechenden Auswertepixels ermittelt. Die Projektion der Glasdicke Δr auf einen Pixel des Infrarot-Bildes wurde in Abschnitt 6.4.1.2 dargestellt.

Strahlungskorrektur des Wärmeübergangskoeffizienten. Der Wärmeübergangskoeffizient α^* enthält den Wärmeübergang durch Konvektion und Strahlung. Der Wärmeübergang durch Strahlung kann im Temperaturbereich der Messungen linearisiert werden (α_{str}), und vom Wärmeübergangskoeffizient α^* abgezogen werden. Damit erhält man den konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α . Die Berechnung des Strahlungsaustausches eines Punktes P der Messoberfläche erfolgt unter folgenden Annahmen:

- Der Punkt P („1“) besitze die zeitlich gemittelte Temperatur $\overline{T_p}$ und die Emissivität ε .
- Der Punkt P stehe in Strahlungsaustausch mit allen anderen Punkten der Glasoberfläche („2“), die ebenfalls die Emissivität ε besitzen. Für die Berechnung wird angenommen, dass die anderen Punkte eine örtlich und zeitlich gemittelte Temperatur $\overline{T_m}$ besitzen, die sich wie folgt berechnet:

$$\overline{T_m} = \sqrt[4]{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \overline{T_i}^4} \quad (6.46)$$

- Der Punkt P stehe außerdem über die Aperturfläche des Sekundärkonzentrators mit der Umgebung („3“) in Strahlungsaustausch ($T_U, \varepsilon_U=1$).

Dann lässt sich die Wärmestromdichte durch den Strahlungsaustausch des Punktes P folgendermaßen ausdrücken:

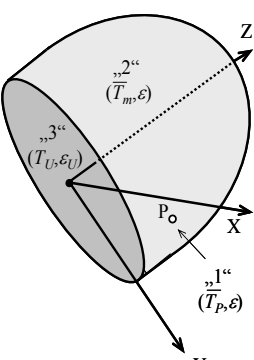
$$\overline{\dot{q}_{str}} = f_{12} \varepsilon \sigma (\overline{T_P}^4 - \overline{T_m}^4) + f_{13} \varepsilon \sigma (\overline{T_P}^4 - T_U^4) \quad (6.47)$$

$$\text{mit } f_{12} = \varepsilon \left(F_{12} + \frac{(1-\varepsilon)F_{12}F_{22}}{1-(1-\varepsilon)F_{22}} \right) \quad (6.48)$$

$$\text{und } f_{13} = F_{13} + \frac{(1-\varepsilon)F_{12}F_{23}}{1-(1-\varepsilon)F_{22}} \quad (6.49)$$

Eine Übersicht über die Berechnung der Sichtfaktoren gibt Tabelle 6.8.

Tabelle 6.8: Sichtfaktoren und ihre Berechnung.

	Sichtfaktor	Beschreibung	Berechnung
	F_{13}	Punkt P zur Apertur der Umgebung	Ebenes Element dA zu Kreisfläche unter Winkel $0^\circ \leq \theta < 90^\circ$. (B-15 in Howell [169]). Ebenes Element dA zu Kreisfläche unter Winkel $\theta = 90^\circ$. (B-14 in Howell [169]).
	F_{12}	Punkt P zum Rest des Receiverfensters	$F_{12} = 1 - F_{13}$
	F_{23}	Receiverfenster (ohne P) zur Apertur der Umgebung	$F_{23} = A_3/A_2 \cdot F_{32} = 0,38$
	F_{22}	Receiverfenster (ohne P) auf sich selbst	$F_{22} = 1 - F_{23} = 0,62$

Der Wärmeübergang durch Strahlungsaustausch kann linearisiert über den Wärmeübergangskoeffizienten α_{rad} ausgedrückt werden:

$$\overline{\dot{q}_{str}} = \alpha_{str,12} (\overline{T_P} - \overline{T_m}) + \alpha_{str,13} (\overline{T_P} - T_U) \quad (6.50)$$

$$\text{mit } \alpha_{str,12} = \frac{f_{12} \varepsilon \sigma (\overline{T_P}^4 - \overline{T_m}^4)}{(\overline{T_P} - \overline{T_m})} \quad (6.51)$$

$$\text{und } \alpha_{str,13} = \frac{f_{13} \varepsilon \sigma (\overline{T_P}^4 - T_U^4)}{(\overline{T_P} - T_U)} \quad (6.52)$$

Die gesamte zeitabhängige Wärmestromdichte aus Konvektion und Strahlung ergibt sich dann:

$$\dot{q}^*(t) = \dot{q}_{konv}(t) + \dot{q}_{str}(t) \quad (6.53)$$

bzw.

$$\begin{aligned} \alpha^* (\overline{T_p} + \hat{T_p}(t) - T_f) = \\ \alpha (\overline{T_p} + \hat{T_p}(t) - T_f) + \alpha_{str,12} (\overline{T_p} + \hat{T_p}(t) - \overline{T_m}) + \alpha_{str,13} (\overline{T_p} + \hat{T_p}(t) - T_U) \end{aligned} \quad (6.54)$$

Subtrahiert man davon den zeitlich konstanten Anteil ergibt sich:

$$\alpha^* \hat{T_p}(t) = \alpha \hat{T_p}(t) + \alpha_{str,12} \hat{T_p}(t) + \alpha_{str,13} \hat{T_p}(t) = \alpha \hat{T_p}(t) + \alpha_{str} \hat{T_p}(t) \quad (6.55)$$

Es lässt sich nun $\hat{T_p}(t)$ kürzen. Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient α berechnet sich dann für das periodisch-transiente Messverfahren einfach aus folgender Differenz:

$$\alpha = \alpha^* - \alpha_{str} \quad \text{mit } \alpha_{str} = \alpha_{str,12} + \alpha_{str,13} \quad (6.56)$$

Für die Messungen liegt der linearisierte Wärmeübergangskoeffizient durch Strahlung α_{str} zwischen 6,0 und 6,6 W/m²K. Wärmestrahlung des nicht-grauen Quarzglasfensters wird bei den Receiverberechnungen im Programm SOLREWIN (Kapitel 3 und 8) berücksichtigt.

6.5 Überprüfung der Annahmen

In diesem Abschnitt werden die für die Messungen getroffenen Annahmen überprüft und dadurch unter Umständen verursachte Fehler quantifiziert.

Laterale Wärmeleitung. Bei der Herleitung des Amplituden- und Phasenganges des Wärmeleitproblems in Kapitel 6.2.1 wurden Wärmeflüsse in lateraler Richtung (d. h. senkrecht zur radialen Richtung) vernachlässigt. Der durch die Annahme einer nur eindimensionalen Wärmeleitung in transversaler Richtung (r -Koordinate) verursachte Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten wird in Anhang E.1 anhand eines Beispiels abgeschätzt. Geringe und mäßige Gradienten des Wärmeübergangskoeffizienten werden mit hoher Genauigkeit wiedergegeben. Exponierte Maxima und Minima werden durch die Annahme der Vernachlässigung der Querleitung als etwas zu gering bzw. zu hoch wiedergegeben, starke Gradienten werden geringfügig abgeschwächt. Die Wärmeleitung besitzt einen mäßig diffusiven Effekt auf den Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten. Der durch die Vernachlässigung der Querleitung verursachte, relative Fehler im Wärmeübergangskoeffizienten beträgt für das Beispiel im Schnitt 3,5%. Auf 50% der Fensteroberfläche ist er kleiner als 1,1%, auf 75% der Fläche kleiner als 5,8%. Der maximale, relative Fehler beträgt 21,0% und tritt an einem exponierten Minimum des Wärmeübergangsverlaufes auf.

Nicht-konstante Stoffdaten über die Wanddicke. Die Lösung des instationären Wärmeleitproblems in Kapitel 6.2.1 wurde unter der Annahme konstanter Stoffdaten ermittelt. In Anhang E.2 wird gezeigt, dass die temperaturabhängigen Änderungen in den relevanten Stoffwerten kleiner als 1 Prozent sind. Die Stoffdaten können daher in der Ableitung zu Recht als konstant angenähert werden.

Nicht-konstante Fluidtemperatur. Eine der Annahmen, die in Kapitel 6.2.1 zur Lösung des instationären Wärmeleitproblems getroffen wurde, ist die zeitliche Invarianz der Fluidtemperatur. Jedoch ist die Fluidtemperatur T_f beim periodisch-transienten Messverfahren eine Funktion des Ortes und der Zeit. In Anhang E.3 wird der dadurch verursachte Fehler im Wärmeübergangskoeffizienten untersucht. Die Ortsabhängigkeit der Fluidtemperatur spielt beim periodisch-transienten Messverfahren keine Rolle. Jedoch reduziert die zeitliche Variation der Fluidtemperatur aufgrund der periodischen Beheizung des Luftstromes durch stromaufwärts liegende Punkte den gemessenen gegenüber dem tatsächlich vorliegenden Wärmeübergangskoeffizienten. Für das betrachtete Beispiel wird der Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund der nicht-konstanten Fluidtemperatur auf 50% der vermessenen Fläche um weniger als 4% erhöht. Die maximale Erhöhung des relativen Fehlers beträgt 6,5%.

6.6 Fehlerbetrachtung

Die Messunsicherheit des periodisch-transienten Messverfahrens bei Auswertung über den Phasengang wird von folgenden Komponenten beeinflusst (Gleichung 6.37 und 6.38, Seite 66): Unsicherheiten in den Stoffdaten (λ , ρ , c_p), in der Glasdicke Δr , in der Kreisfrequenz ω und in der Phasenverschiebung φ . Die Unsicherheit wird durch die laterale Wärmeleitung und die nicht-konstante Fluidtemperatur vergrößert. Zusätzlich liegen Unsicherheiten in der Strahlungskorrektur vor. Anhang F.1 gibt einen detaillierten Überblick über die absoluten ($u(x_i)$) bzw. relativen ($u(x_i)/x_i$) Standardunsicherheiten der Komponenten x_i . Als statistische Unsicherheiten werden hier Unsicherheiten bezeichnet, die durch eine Mittelung über mehrere Pixel einer Messung minimiert werden können. Ist dies nicht möglich, so werden die Unsicherheiten als systematisch eingeordnet.

6.6.1 Unsicherheiten im konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten

Die unsicheren Eingangsgrößen (λ , ρ , c_p , Δr , ω , φ) sowie die Unsicherheiten durch laterale Wärmeleitung, nicht-konstante Fluidtemperatur und die Strahlungskorrektur (siehe Tabelle F.1 des Anhangs F) wirken sich unterschiedlich auf den Wärmeübergangskoeffizienten α aus. Tabelle 6.9 listet die relativen Unsicherheitskomponenten $\pm \partial \alpha / \partial x_i \cdot u(x_i) / \alpha$ auf, die zur Messunsicherheit im Wärmeübergangskoeffizienten α beitragen.

Geht man davon aus, dass sich die sieben systematischen Unsicherheiten nicht alle in dieselbe Richtung auswirken, sondern sich teilweise gegenseitig kompensieren (d. h. nicht korreliert sind), kann die entstehende Unsicherheit durch die Wurzel aus der Summe der Quadrate der Unsicherheitskomponenten ermittelt werden. Mit $\alpha = \alpha(\rho, c_p, \lambda, \Delta r, \omega, \varphi, \alpha_{str})$ gilt dann das Unsicherheitsfortpflanzungsgesetz [154]:

$$\frac{u(\alpha_{quad})}{\alpha} = \pm \sqrt{\left(\frac{\partial \alpha}{\partial \rho} \cdot \frac{u(\rho)}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial c_p} \cdot \frac{u(c_p)}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} \cdot \frac{u(\lambda)}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \Delta r} \cdot \frac{u(\Delta r_{sys})}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \omega} \cdot \frac{u(\omega)}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \varphi} \cdot \frac{u(\varphi_{sys})}{\alpha}\right)^2 + \left(1 \cdot \frac{u(\alpha_{str})}{\alpha}\right)^2} \quad (6.57)$$

Die Differenziale $\partial\alpha/\partial x_i$ wurden mit einem symbolisch arbeitenden Mathematikprogramm gebildet und sind aufgrund ihres Umfangs hier nicht abgedruckt.

Die Unsicherheit durch nicht-konstante Fluidtemperatur wirkt sich nur in einer Richtung aus und wird daher nicht quadratisch addiert. Die relative, systematische Unsicherheit im Wärmeübergangskoeffizient α lautet dann:

$$\frac{u(\alpha_{\text{sys}})}{\alpha} = \pm \frac{u(\alpha_{\text{quad}})}{\alpha} + \frac{u(\alpha_{T_f \neq \text{const}})}{\alpha} \quad (6.58)$$

Die (statistische) Unsicherheit lässt sich aus der Summe der Quadrate der Unsicherheitskomponenten abschätzen [154]:

$$\frac{u(\alpha_{\text{stat}})}{\alpha} = \pm \sqrt{\left(\frac{\partial\alpha}{\partial\Delta r} \cdot \frac{u(\Delta r_{\text{stat}})}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\varphi} \cdot \frac{u(\varphi_{\text{stat}})}{\alpha}\right)^2 + \left(1 \cdot \frac{u(\alpha_{\text{Lat. Wärmel.}})}{\alpha}\right)^2} \quad (6.59)$$

Mit obigen Werten ergibt sich die relative, kombinierte Standardunsicherheit $u_c^*(\alpha)/\alpha$ zu:

$$\frac{u_c^*(\alpha)}{\alpha} = \pm \frac{u(\alpha_{T_f \neq \text{const}})}{\alpha} \pm \sqrt{\left(\frac{u(\alpha_{\text{quad}})}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{u(\alpha_{\text{stat}})}{\alpha}\right)^2} \quad (6.60)$$

Die relative Unsicherheit des örtlichen, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten beträgt für $\alpha=10 \text{ W/m}^2\text{K}$ unter Annahme von mittleren Unsicherheiten durch laterale Wärmeleitung und nicht-konstante Fluidtemperatur zwischen -2,4% bis +14,1%. Für einen Wärmeübergangskoeffizienten des oberen Messbereiches von $\alpha=200 \text{ W/m}^2\text{K}$ beträgt die relative Unsicherheit zwischen -2,3% und +9,7%.

Tabelle 6.9: Relative Messunsicherheit (systematisch und statistisch) im örtlichen, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α mit Untergliederung nach Herkunft der Unsicherheitskomponenten ($\pm\partial\alpha/\partial x_i \cdot u(x_i)/\alpha$).

Eingangsgröße x_i	$\alpha=10 \text{ W/m}^2\text{K}$		$\alpha=200 \text{ W/m}^2\text{K}$	
	Sys.	stat.	sys.	stat.
Dichte ρ	$\pm 0,1\%$	-	$\pm 0,1\%$	-
Spez. Wärmekapazität c_p	$\pm 2,0\%$	-	$\pm 1,5\%$	-
Wärmeleitfähigkeit λ	$\pm 0,2\%$	-	$\pm 0,3\%$	-
Glasdicke Δr	$\pm 1,3\%$	$\pm 1,7\%$	$\pm 1,1\%$	$\pm 1,5\%$
Kreisfrequenz ω	$\pm 0,2\%$	-	$\pm 0,1\%$	-
Phasenverschiebung φ	$\pm 2,9\%$	$\pm 4,2\%$	$\pm 2,4\%$	$\pm 3,4\%$
Unsicherh. durch laterale Wärmeleit. ¹	-	$\pm 5,7\%$	-	$\pm 3,6\%$
Wärmeübergangskoeffizient α_{str}	$\pm 1,0\%$	-	$\pm <0,1\%$	-
Wurzel aus quadr. Summe $u(\alpha_{\text{quad}})/\alpha$	$\pm 3,9\%$	$\pm 7,3\%$	$\pm 3,0\%$	$\pm 5,2\%$
Nicht-konst. Fluidtemp. ¹ $u(\alpha_{T_f \neq \text{const}})/\alpha$	$\pm 5,9\%$	-	$\pm 3,7\%$	-
Rel. sys./stat. Unsicherh.: $u(\alpha_{\text{sys/stat}})/\alpha$	+2,0...+9,8%		+0,7...+6,7%	$\pm 5,2\%$
Relative, kombinierte Standardunsicherheit: $u_c^*(\alpha)/\alpha$	-2,4%...+14,1%		-2,3%...+9,7%	

¹ Unsicherheiten für Mittelwerte des untersuchten Beispiels (siehe Anhang E.1 bzw. E.3)

sys. = systematische Unsicherheit

stat. = statistische Unsicherheit (Reduzierung bei Mittelung über mehrere Pixel)

Wird zur Ermittlung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten über N Pixel gemittelt, so reduziert sich die statistische Unsicherheit um den Faktor $1/\sqrt{N}$. Bei einer Mittelung über neun Pixel würde sich somit die statistische Unsicherheit um den Faktor $1/3$ verkleinern. Ab einer Mittelung von ca. $N=200$ Pixel fällt die statistische Unsicherheit nicht mehr ins Gewicht. Dann beträgt die relative Unsicherheit des (gemittelten) konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten für $\alpha_m=10 \text{ W/m}^2\text{K}$ zwischen $+2,0\%$ und $+9,8\%$, und für $\alpha_m=200 \text{ W/m}^2\text{K}$ zwischen $+0,7\%$ und $+6,7\%$.

Bild 6.15 zeigt die Bandbreite der Standardunsicherheiten für Wärmeübergangskoeffizienten zwischen 10 und $200 \text{ W/m}^2\text{K}$. Der grau hinterlegte Bereich gibt die Bandbreite für einen örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten (systematische und statistische Unsicherheiten), der schraffierte Bereich für einen gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten ($N>200$ Pixel, nur systematische Unsicherheit) an. Charakteristisch beim periodisch-transienten Messprinzip ist der günstige Verlauf der relativen Unsicherheit im gesamten Messbereich. Die Unsicherheit weist für alle interessierenden Wärmeübergänge einen ähnlichen Wert auf. Erst für sehr kleine konvektive Wärmeübergangskoeffizienten steigt die relative Unsicherheit an, was vor allem durch die Verkleinerung des Bestwertes aufgrund der Strahlungskorrektur zu begründen ist. Im Gegensatz dazu liegt bei stationären Messprinzipien bei hohen Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund der vorliegenden, geringen Temperaturdifferenzen häufig ein starker Anstieg der relativen Unsicherheit vor. In Anhang F.2 ist die örtliche Verteilung der relativen Unsicherheit auf der Messoberfläche für das untersuchte Beispiel des Anhangs E.3 abgedruckt.

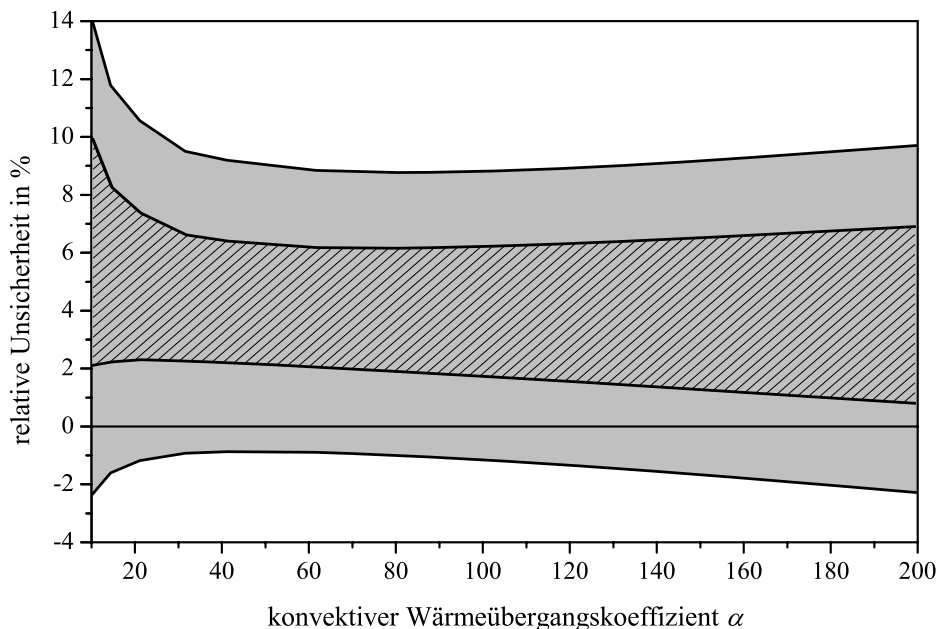


Bild 6.15: Bandbreite der relativen Unsicherheit des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit des Wärmeüberganges (Erläuterung siehe Text).

6.6.2 Gegenüberstellung der Ergebnisse zweier Messverfahren

In diesem Abschnitt wird ein Messergebnis des periodisch-transienten Verfahrens einem Ergebnis eines stationären Verfahrens gegenübergestellt. Das stationäre Messverfahren ist in Kapitel 6.1.1 auf Seite 52 beschrieben. Die Messung wurde in demselben Teststand wie die periodisch-transiente Messung durchgeführt worden. Das stationäre Messverfahren arbeitet mit der Randbedingung „konstante Wärmestromdichte“, die durch die Bestrahlung mit Lampen näherungsweise erreicht wird. Für den präsentierten Fall stellt das stationäre Messverfahren eine Bestätigung für das neue, orts aufgelöste, periodisch-transiente Messverfahren dar.

Die Messunsicherheiten des stationären Verfahrens sind durch die Unsicherheiten in der Beheizungsstärke, sowie in der Wand- und Fluidtemperaturmessung größer als für das periodisch-transiente Messverfahren (siehe auch Kapitel 6.1.5). Insbesondere die örtliche Veränderung der Fluidtemperatur durch Vermischung der im Gebläse erwärmten Düsenaustrittsluft mit der kühlen Umgebungsluft längs des Strömungsweges führt beim stationären Messverfahren im Teststand in den meisten Fällen zu intolerabel hohen Messunsicherheiten (z. T. über 100%). Beim hier präsentierten Fall waren aufgrund des sehr geringen Massenstromes die Temperaturen von Düsenaustrittsluft und Umgebungsluft nahezu identisch. Daher lag die Messunsicherheit im örtlichen, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten beim stationären Messverfahren für diesen Spezialfall bei nur ca. $\pm 15\%$, und eine Gegenüberstellung mit dem periodisch-transienten Messverfahren war möglich.

Bild 6.16 zeigt die gemessene Verteilung der konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten bei einer symmetrischen Kühlkonfiguration mit sechs Düsen. Der Fußbereich des Fensters konnte aufgrund der optischen Unzugänglichkeit nicht vermessen werden. Die Ergebnisse des linken Bildes sind mit dem periodisch-transienten Messverfahren mit Phasenauswertung, die Ergebnisse des rechten Bildes mit dem stationären Verfahren erzeugt worden. Die Ergebnisse zeigen innerhalb ihrer Unsicherheitsbereiche eine sehr gute Übereinstimmung. Die mittlere betragsmäßige Abweichung des örtlichen, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α beträgt nur 6,3%, bezogen auf die Werte des periodisch-transienten Verfahrens. Die Abweichung des gemittelten, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α_m beträgt lediglich 3,1%.

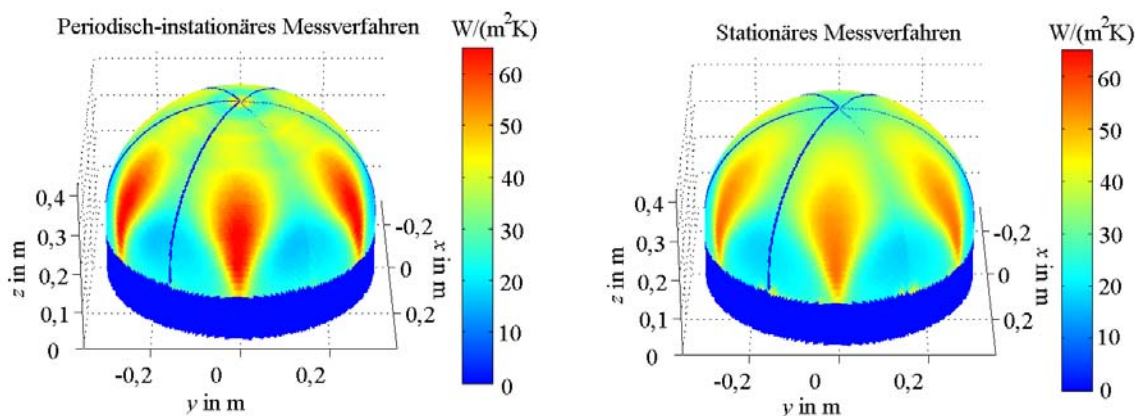


Bild 6.16: Vergleich der konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α . Links: Periodisch-transientes Messverfahren; rechts: Stationäres Messverfahren.

7 Ergebnisse aus Simulationen und Labormessungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus Strömungssimulationen und Labormessungen präsentiert. Im ersten Abschnitt wird diskutiert, wie die Messergebnisse auf die Randbedingungen der Simulationen übertragen werden können. Danach werden Unterschiede anhand einer symmetrischen Konfiguration mit sechs Düsen diskutiert. Die Vorstellung der Ergebnisse der verschiedenen Kühlkonfigurationen erfolgt in den Abschnitten 7.3 bis 7.5. In Kapitel 7.6 wird nach einer Bewertung der Ergebnisse eine optimale Kühlkonfiguration ausgewählt. Der letzte Abschnitt fasst das Vorgehen bei der Auslegung einer externen Fensterkühlung zusammen.

7.1 Übertragung der Messergebnisse auf Randbedingungen der Simulation

Zumeist existiert zwischen Messung und Simulation bzw. zwischen Messung an einem Laborexperiment und Messung an einer realen Anlage nur eine partielle Ähnlichkeit, d. h. nicht sämtliche für das Problem charakteristische, dimensionslose Kennzahlen stimmen überein. Um trotzdem einen sinnvollen Vergleich zu ermöglichen, wird in diesem Kapitel überprüft, welche Modellannahmen in Versuch und Simulation voneinander abweichen. Der Einfluss der verschiedenen Annahmen wird abgeschätzt und soweit möglich, die Ergebnisse durch eine Korrektur miteinander vergleichbar gemacht.

7.1.1 Fluidreferenztemperatur für den Wärmeübergangskoeffizienten

In Anhang A ist eine Diskussion über die Wahl und die konsistente Nutzung der Fluidreferenztemperatur abgedruckt. Wie in Kapitel 4.3.2.1 beschrieben, wird beim periodisch-transienten Messverfahren die Fluidreferenztemperatur durch die (lokal sich ändernde) adiabate Fluidtemperatur $T_{f,ad}(x)$ gegeben. Dies hat den Vorteil, dass der gemessene Wärmeübergangskoeffizient unabhängig von der stromaufwärts liegenden, thermischen Randbedingung ist. Zur Auswertung der Simulationsrechnungen wurde jedoch als Fluidreferenztemperatur die mittlere Temperatur $T_{f,m}$ verwendet. Im Folgenden wird abgeschätzt, wie groß die Abweichung der beiden unterschiedlich definierten Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{Tf,ad}(L)$ und $\alpha_{Tf,m}(L)$ im Falle der Fensterkühlung ist. Die relative Abweichung berechnet sich folgendermaßen:

$$\frac{\alpha_{Tf,m}(L) - \alpha_{Tf,ad}(L)}{\alpha_{Tf,ad}(L)} = \frac{T_{f,m} - T_{f,ad}(L)}{T_w(L) - T_{f,m}} \quad (7.1)$$

wobei die mittlere Temperatur $T_{f,m}$ mit Gleichung 4.2 auf Seite 35 berechnet wird und T_w die Wandtemperatur darstellt.

Tabelle 7.1 listet für verschiedene Lauflängen L die entsprechenden Temperaturen sowie die mit Gleichung 7.1 berechnete, prozentuale Abweichung zwischen den verschieden definierten Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{Tf,m}(L)$ und $\alpha_{Tf,ad}(L)$ auf. Die unterschiedlichen Definitionen der Wärmeübergangskoeffizienten bei Labormessung ($\alpha_{Tf,ad}$) und Simulation ($\alpha_{Tf,m}$) ergeben für denselben Wärmeübergang relative Abweichungen im lokalen Wärmeübergangs-

koeffizienten zwischen durchschnittlich -4,7% und +4,7%. Der örtliche Wärmeübergangskoeffizient am Düsenaustritt (Lauflänge $L=0$) wird in den Simulationen 4,7% größer als in den Messungen berechnet, während er am Ende der Lauflänge ($L=L_{end}$) in den Simulationen 4,7% zu klein berechnet wird. Dazwischen ist $T_{f,m}=T_{f,ad}$ und die Abweichung geht auf null zurück. Für den über die Fensteroberfläche gemittelten Wärmeübergangskoeffizient mittelt sich der Einfluss der Fluidreferenztemperatur näherungsweise heraus.

Tabelle 7.1: Prozentuale Abweichung der Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{Tf,m}(L)$ von $\alpha_{Tf,ad}(L)$ in Abhängigkeit der Lauflänge L eines Strömungsfadens.

Lauflänge L	0	$L_{end}/2$	L_{end}
$T_{f,ad}(L)$ in K	298 \pm 0	330 \pm 4	362 \pm 9
$T_{f,m}$ in K	330 \pm 4	330 \pm 4	330 \pm 4
$T_w(L)$ in K	1000	1000	1000
Abweichung in % (Gleichung 7.1)	+4,7 \pm 0,7	0,0 \pm 0,0	-4,7 \pm 0,7

Die Zahlen sind Durchschnittswerte aller durchgeführten Simulationsrechnungen. Die Toleranzen stellen die Bandbreite einer Standardabweichung dar.

7.1.2 Einfluss variabler Stoffwerte

In den Simulationen liegen Fenstertemperaturen von 1000 K vor. Dementsprechend liegt die Lufttemperatur der Grenzschicht zwischen 298 K (Düsenaustritt) und 1000 K (Wand). Die Messungen finden dagegen bei vergleichsweise niedrigen Fenstertemperaturen von maximal 317 K statt. Aufgrund temperaturabhängiger Stoffwerte ist der Wärmeübergang in Simulation und Experiment unterschiedlich. Die Ergebnisse können daher nur nach Korrektur des Einflusses variabler Stoffwerte miteinander verglichen werden. Als Basis kann dabei der Wärmeübergang dienen, der bei einem Medium mit konstanten Stoffwerten vorliegen würde. Im folgenden Abschnitt wird die Korrekturgleichung, die den Wärmeübergang bei konstanten Stoffwerten ($Nu_{c.p.}$) mit dem Wärmeübergang bei variablen Stoffwerten (Nu) verbindet, beschrieben. Die Stoffwerte in $Nu_{c.p.}$ entsprechen den Stoffwerten in Nu für die Umgebungsbedingungen ($T_{f,ein}$).

Die notwendigen Korrekturfunktionen werden aus den entsprechenden Gleichungen durch eine Störungsrechnung abgeleitet [155]. Häufig wird die Methode der Stoffwertverhältnisse angewendet, in denen die Korrektur in der folgenden Form geschrieben werden kann:

$$\frac{Nu}{Nu_{c.p.}} = \prod_i \left(\frac{\gamma_{w,i}}{\gamma_{f,i}} \right)^{p_i} \quad (7.2)$$

mit: Nu Nu -Zahl bei variablen Stoffwerten
 $Nu_{c.p.}$ Nu -Zahl bei konstanten Stoffwerten (constant properties)
 γ Stoffwert ρ , c_p , η , λ , (Pr) bei Wand- bzw. Fluidtemperatur

Die linearisierte Berechnung gilt streng genommen nur für mäßige Temperaturdifferenzen und Wärmeströme. Die Korrekturen sind jedoch beim Medium Luft nur sehr klein, so dass Fehler durch die linearisierte Theorie nur eine geringe Auswirkung besitzen.

Für Gase können die Stoffgesetze sehr gut in Form von Potenzgesetzen $\gamma_i \sim T_i^{p_i}$ geschrieben werden, so dass sich Gleichung 7.2 vereinfacht als Temperaturverhältnis schreiben lässt:

$$\frac{Nu}{Nu_{c.p.}} = \left(\frac{T_w}{T_f} \right)^p \quad (7.3)$$

Die Wärmeleitfähigkeiten in den beiden Nusselt-Zahlen Nu und $Nu_{c.p.}$ sind bei derselben Temperatur ($T_{f, \text{ein}}$) zu nehmen, damit sie sich formal „herauskürzen“ [95]. Als Fluidtemperatur wird die Düsenaustrittstemperatur $T_{f, \text{ein}}$ verwendet. Die Temperaturen werden in der Einheit Kelvin eingesetzt (siehe auch Kapitel 4.3.2.3).

Die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte bei Luftströmungen hat nur einen relativ geringen Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten, da sich die Effekte der verschiedenen Stoffwerte weitgehend kompensieren [93]. Da der Exponent p von Strömungsform und Randbedingung abhängt, wurde dieser für den Fall der Fensterkühlung im Rahmen einer Simulationsstudie numerisch bestimmt. Für den über das Fenster gemittelten Wärmeübergang sind die Exponenten für die Randbedingung „konstante Temperatur“ und „konstante Wärmestromdichte“ in Tabelle 7.2 abgedruckt. Mit Hilfe von Gleichung 7.3 kann dann eine Korrektur bzgl. veränderlicher Stoffwerte vorgenommen werden.

Tabelle 7.2: Exponenten des Temperaturverhältnisses zur Berücksichtigung variabler Stoffwerte für gemittelte Nusselt-Zahlen.

Randbedingung	Exponent p
Konstante Temperatur ($T_w = \text{const}$)	-0,06
Konstante Wärmestromdichte ($\dot{q}_w = \text{const}$)	-0,03

Grundlage der Simulationsstudie ist die symmetrische Kühlkonfiguration ohne Drall (Kapitel 7.3)

7.1.3 Einfluss der freien Konvektion

Das Verhältnis Gr/Re^2 stellt den Quotienten aus Auftriebs- zu Impulskräften dar. Da Gr/Re^2 für die Fensterkühlung viel kleiner als eins ist, dominiert die erzwungene Konvektion und der Einfluss der freien Konvektion kann vernachlässigt werden. Dies wurde mittels CFD-Berechnungen bestätigt. Daher können die simulierten Wärmeübergangskoeffizienten mit den Messungen bei niedrigen Temperaturen ohne Korrektur hinsichtlich freier Konvektion verglichen werden.

7.1.4 Unterschiede in den Randbedingungen

Unterschiede zwischen Simulationsergebnissen und Messwerten können zum Teil auch auf Unterschiede in den Randbedingungen bei Simulation und Messung zurückgeführt werden. Im Folgenden wird kurz auf Abweichungen eingegangen.

7.1.4.1 Eintritts-Randbedingung

Turbulenzintensität. Im Experiment wurde die Turbulenzintensität der Strömung am Düsenaustritt nicht gemessen. Für die Simulationen wurde das Profil einer voll ausgebildeten, turbulenten Rohrströmung angesetzt. In diesem Abschnitt wird numerisch untersucht, wie sensitiv Wärmeübergangskoeffizienten der Fensteroberfläche auf die Turbulenzintensität der Strömung am Düsenaustritt reagieren. Die Untersuchung wird anhand einer symmetrischen Kühlkonfiguration mit sechs Düsen (Tabelle 7.4, Seite 97) durchgeführt.

Die Turbulenzintensität I ist definiert als der Quotient aus dem quadratischen Mittelwert der turbulenten Schwankungen und einer Bezugsgeschwindigkeit. Mit der turbulenten kinetischen Energie k lässt sich die Turbulenzintensität I auch schreiben als [106]:

$$I = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{w} \quad (7.4)$$

$$\text{mit } k = \frac{1}{2} \cdot \left(\overline{w'_x w'_x} + \overline{w'_y w'_y} + \overline{w'_z w'_z} \right) \quad (7.5)$$

Zur Berechnung der mittleren Turbulenzintensität I_m am Düsenaustritt wird die mittlere, turbulente kinetische Energie k_m und die mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_m verwendet. Für das Profil der turbulenten kinetischen Energie einer voll ausgebildeten, turbulenten Rohrströmung ergibt sich für den simulierten Fall eine mittlere Turbulenzintensität von $I_m=6,5\%$.

In Bild 7.1 links ist der konvektive Wärmeübergangskoeffizient bei Variation der mittleren Turbulenzintensität am Düsenaustritt abgebildet. Der Einfluss der Turbulenzgröße auf den über die Fensteroberfläche gemittelten Wärmeübergang α_m ist sehr gering ($<1,4\%$ im betrachteten Intervall). Jedoch ist der Einfluss der Turbulenzintensität auf den maximalen Wärmeübergangskoeffizienten α_{max} deutlich erkennbar. Mit steigender Turbulenzintensität der Strömung am Düsenaustritt wird der maximale Wärmeübergangskoeffizient auf der Glasoberfläche deutlich kleiner.

Dieses Verhalten lässt sich mit einer stärkeren Verbreiterung des Jets entlang seiner Strömungsrichtung und damit abnehmenden, maximalen Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsgradienten bei Anwachsen der Turbulenzintensität an der Düse begründen. Dies ist in Bild 7.1 rechts erkennbar, wo die maximalen Geschwindigkeitsbeträge entlang des Strömungsweges des Jets eingetragen sind. Außerdem ist durch die kleineren Geschwindigkeitsgradienten die Produktion turbulenter kinetischer Energie geringer. Bild 7.2 rechts verdeutlicht, dass die Düsenströmung mit anfangs hoher Turbulenz durch die geringeren Geschwindigkeitsgradienten bereits nach kurzem Strömungsweg die geringste Turbulenz aufweist. Dies wirkt sich auch in Wandnähe aus, wo Strömungen mit hoher Turbulenzintensität am Düsenaustritt eine geringere maximale Turbulenz in Wandnähe aufweisen (siehe Bild 7.2 links), was den maximalen Wärmeübergang zusätzlich verkleinert.

Die im Experiment vorliegende Turbulenzintensität dürfte aufgrund einer Turbulenz erzeugenden Stolperkante und aufgrund von Umlenkungen etwas größer sein als in der Simulation angenommen. Diese Abweichung erklärt jedoch nur teilweise die Diskrepanz zwischen Simulation und Messung bei den maximalen Wärmeübergangskoeffizienten.

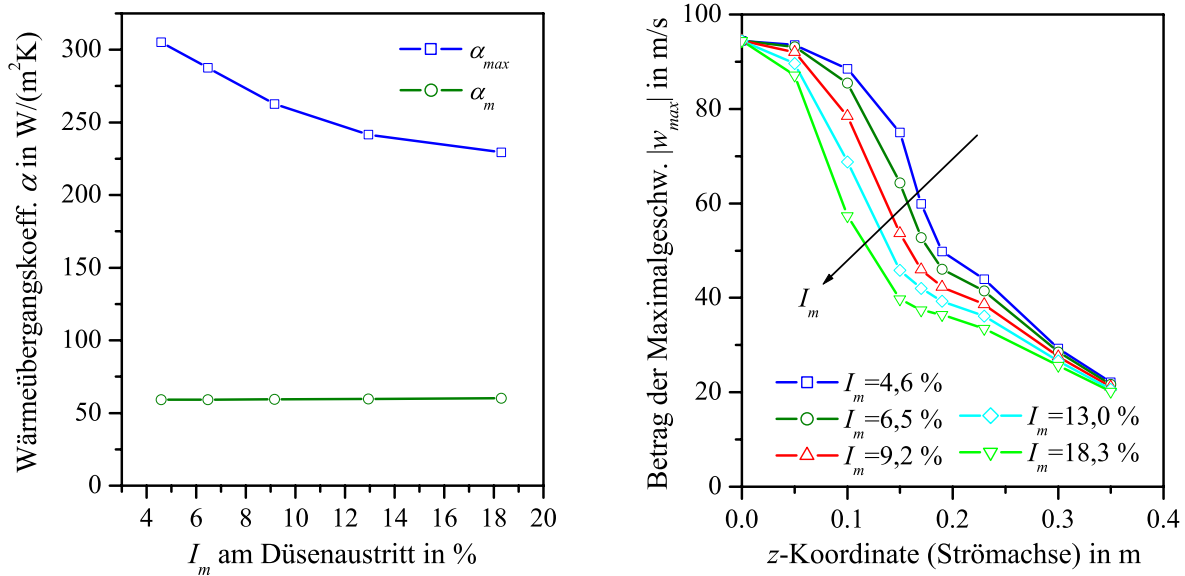


Bild 7.1: Links: Maximaler und mittlerer konvektiver Wärmeübergangskoeffizient α der Fensteroberfläche in Abhängigkeit der mittleren Turbulenzintensität I_m am Düsenaustritt. Rechts: Maximaler Betrag der Geschwindigkeit in Schnittebenen senkrecht zur Strömachse des Jets (jeweils Simulation).

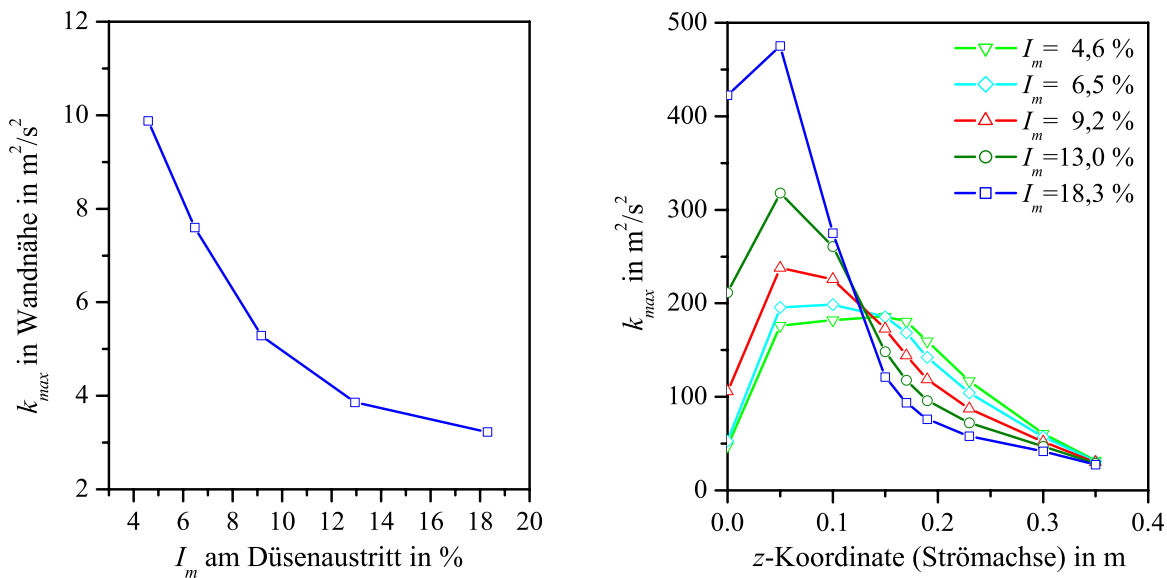


Bild 7.2: Links: Maximale turbulente kinetische Energie k in der Nähe der Fensteroberfläche in Abhängigkeit der mittleren Turbulenzintensität I_m am Düsenaustritt. Rechts: Maximale turbulente kinetische Energie k in Schnittebenen senkrecht zur Strömachse des Jets (jeweils Simulation).

Düsenform. In den Simulationen ist die konisch zulaufende Form der Düsen nicht mitberücksichtigt. Effekte einer Strahlkontraktion werden daher bei den Simulationen nicht dargestellt.

7.1.4.2 Wand-Randbedingung

Bei den Labormessungen liegt näherungsweise der Grenzfall einer örtlich „konstanten Wärmestromdichte“ ($\dot{q}_w = \text{const}$) vor. Da die Zeitkonstante der Variation der Beheizungs-Wärmestromdichte bei den Laborversuchen deutlich größer als die Zeitkonstante der Strömungsvorgänge ist, erscheint die Wand-Randbedingung für die Strömung näherungsweise auch als zeitlich „konstante Wärmestromdichte“-Randbedingung. Dagegen wird bei den Simulationen der Grenzfall einer „konstanten Temperatur“-Randbedingung ($T_w = \text{const}$) aufgebracht. Im realen Fall der Fensterkühlung eines Solarreceivers liegt eine Mischform der beiden Randbedingungen vor. Längs eines Strömungsfadens ändert sich sowohl die Wärmestromdichte, als auch die Temperatur des Quarzglases. In Abhängigkeit der Wahl der Fluidreferenztemperatur T_f kann die Art der thermischen Randbedingung einen Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten besitzen.

Bei der Labormessung gilt $T_f = T_{f,ad}$, so dass für die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten die thermische Randbedingung nicht von Bedeutung ist (siehe auch Anhang A). Wird die Fluidreferenztemperatur für den gesamten Stromfaden konstant gesetzt (z. B. $T_f = T_{f, \text{ein}}$ oder $T_f = T_{f, m}$), so wird bei laminaren Strömungsformen von Differenzen im Wärmeübergangskoeffizient zwischen den Grenzfällen $\dot{q}_w = \text{const}$ und $T_w = \text{const}$ bis zu 50% berichtet [94]. Dies liegt daran, dass die Strömung je nach Grenzfall verschieden stark erwärmt wird. Bei einer laminaren Plattenströmung beträgt die Differenz ca. 36% [156]. Bei turbulenten Strömungen ist der Einfluss der thermischen Randbedingung von untergeordneter Bedeutung. So beträgt er z. B. bei einer turbulenten Plattenströmung nur noch ca. 4% [156].

In den Simulationen zur Fensterkühlung wurde in einer Studie mit verschiedenen thermischen Randbedingungen der Unterschied zwischen $\dot{q}_w = \text{const}$ und $T_w = \text{const}$ zu ca. 3% ermittelt. Er hat seine Ursache in der Wahl einer konstanten Fluidreferenztemperatur $T_{f, m}$ (Gleichung 4.2). Daher sind die Wärmeübergangskoeffizienten von der stromaufwärts liegenden, thermischen Randbedingung abhängig. Der Effekt der Wand-Randbedingung ist jedoch in der Abweichung aufgrund der unterschiedlichen Wahl der Fluidtemperatur in Experiment und Simulation ($\pm 4,7\%$, Kapitel 7.1.1) bereits berücksichtigt.

7.1.4.3 Sonstige Randbedingungen

Geometrische Einflussfaktoren. Geringe geometrische Abweichungen zwischen Simulationsmodell und Messmodell, vor allem im Bereich der Lücken zwischen Sekundärkonzentrator und Flansch (siehe Doppelpfeile in Bild 5.1, Seite 39), können Ursache für Abweichungen zwischen Simulation und Experiment sein.

Druck-Randbedingungen. Die in der Simulation aufgebrachten Druck-Randbedingungen an den Lücken und am Sekundärkonzentrator sind ideal und im realen Experiment nur näherungsweise erfüllbar, was ebenfalls Abweichungen zwischen Simulation und Experiment verursachen kann.

7.2 Vergleich Wärmeübergang aus Strömungssimulation und Labormessung

Zum Vergleich von Mess- und Simulationsergebnissen sind in Tabelle 7.3 Unsicherheiten in der Messung, Unsicherheiten in der Simulation (ohne Modellierungsfehler) sowie Unsicherheiten bei der Vergleichbarkeit von Messung und Simulation zusammengestellt. Abweichungen zwischen Messung und Simulation, welche außerhalb der jeweiligen Unsicherheitsbereiche liegen, lassen sich auf Modellierungsfehler (Turbulenzmodelle, Stoffwerte, Geometrie, Randbedingungen, etc.) bei der Simulation zurückführen.

Tabelle 7.3: Zusammenstellung der Unsicherheiten von Messung und Simulation und Unsicherheiten bei der Vergleichbarkeit der Ergebnisse.

Beschreibung der Unsicherheit	Kapitel	Maximalwert $Nu_{c,p,max}$	Mittelwert $Nu_{c,p,m}$
Unsicherheiten in den Messungen			
Relative Messunsicherheit	6.6.1	-2,4%...+14,1% ¹ -2,3%...+9,7% ²	+2,0...+9,8% ¹ +0,7...+6,7% ²
Unsicherheiten in der Simulation (ohne Modellierungsfehler)			
Diskretisierungsfehler (inkl. Iterations- / Rundungsfehler)	5.2.2	±1,0% ³	±3,5% ⁴
Unsicherheiten in der Vergleichbarkeit von Mess- und Simulationsergebnissen			
Fluidreferenztemperatur	7.1.1	±4,7%	±0,0%
Variable Stoffwerte	7.1.2	±0,0% ^{5,6}	±0,0% ⁵
Freie Konvektion	7.1.3	±0,0%	±0,0%
Turbulenzintensität	7.1.4.1	ca. ±14%	ca. ±0,7%
Wand-Randbedingung	7.1.4.2	±0,0% ⁷	±0,0% ⁷
Reynolds-Zahl	6.3.3	±3,9% ⁸	±3,7% ⁹
Sonstige Abweichungen (Geometrie, Druck-Randbed., etc.)	7.1.4.3	unbekannt	unbekannt
Gesamt (Vergleichbarkeit)	-	±15,3% ¹⁰	±3,8% ¹⁰

¹ für $\alpha=10 \text{ W/m}^2\text{K} \rightarrow Nu_{c,p}=230$; inkl. Abschätzung für Fehler durch nicht-konst. Fluidtemperatur

² für $\alpha=200 \text{ W/m}^2\text{K} \rightarrow Nu_{c,p}=4597$; inkl. Abschätzung für Fehler durch nicht-konst. Fluidtemperatur

³ auf feinem Gitter der adaptiven Verfeinerung

⁴ auf grobem Ausgangsgitter

⁵ durch Methode des Temperaturverhältnisses ($\rightarrow Nu_{c,p}$) vergleichbar gemacht

⁶ Annahme: Ermittelte Exponent p des Temperaturverhältnisses gilt auch für lokalen Maximalwert $Nu_{c,p,max}$

⁷ Einfluss ist in Zeile „Fluidreferenztemperatur“ enthalten

⁸ Es gilt: $Nu_{c,p,max} \sim Re^m \rightarrow$ Unsicherheit $u(Nu_{c,p,max})/Nu_{c,p,max} = m u(Re)/Re$ mit $m=0,78$ und Unsicherheit $u(Re)/Re = \pm 5\%$

⁹ Es gilt: $Nu_{c,p,m} \sim Re^m \rightarrow$ Unsicherheit $u(Nu_{c,p,m})/Nu_{c,p,m} = m u(Re)/Re$ mit $m=0,74$ und Unsicherheit $u(Re)/Re = \pm 5\%$

¹⁰ ohne „Sonstige Abweichungen“, die die Unsicherheit nur geringfügig erhöhen dürften

In Bild 7.3 sind gemessene und simulierte Wärmeübergangsverteilungen für eine symmetrische Konfiguration ohne Drall dargestellt. Eine ausführliche Diskussion von Strömung, Wärmeübergang und Temperaturen dieser Konfiguration wird in Kapitel 7.3 im Anschluss gegeben. Für die Simulationen wurde das „realizable“ k - ε -Modell, das SST- k - ω -Modell und das k - ω -Modell verwendet. Die Verbreiterung des Wandstrahls wird in der Messung und in den Simulationen mit verschiedenen Turbulenzmodellen ähnlich dargestellt. Ebenso ist der geringere Wärmeübergang durch einen Staupunkt am Scheitel des Fensters bei Messung und Simulationen zu beobachten.

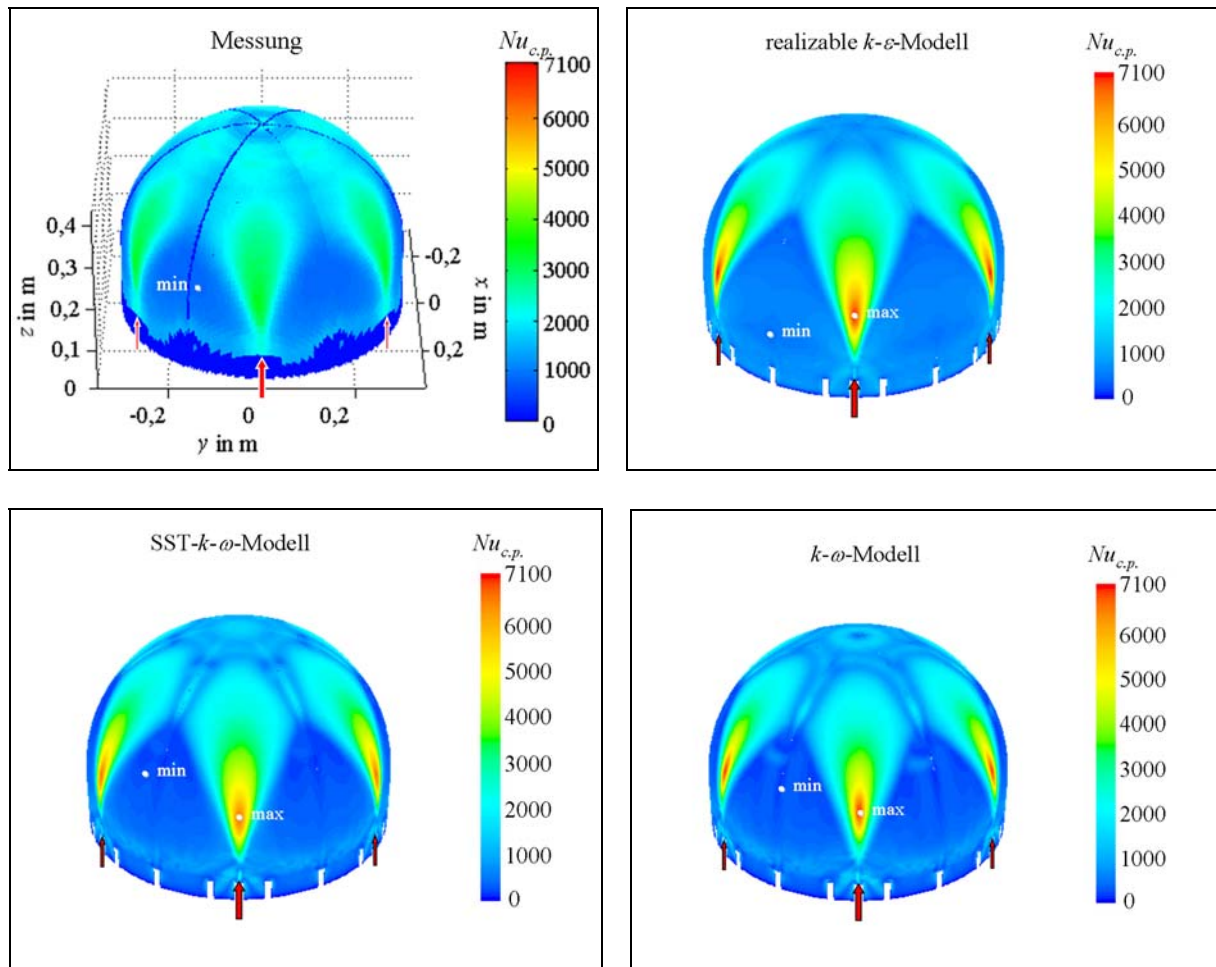


Bild 7.3: Gemessene und simulierte Verteilung der Nusselt-Zahlen auf der Fensteroberfläche einer symmetrischen Kühlkonfiguration mit sechs Düsen ($T_f=331$ K; Details siehe Tabelle 7.4, Seite 97).

Bild 7.4 dient einer besseren Vergleichbarkeit von Maximal- und Mittelwerten. In ihr wurde die maximale Nusselt-Zahl analog des in Anhang E.1 beschriebenen Vorgehens hinsichtlich des Effektes der lateralen Wärmeleitung korrigiert. Die Fehlerbalken für die Messungen in Bild 7.4 enthalten sowohl die Unsicherheiten in der Messung (siehe Tabelle 7.3 erste Zeile) als auch die Unsicherheiten bei der Vergleichbarkeit von Messung und Simulation (siehe Tabelle 7.3 letzte Zeile).

Beim Vergleich der maximalen Nusselt-Zahlen fällt auf, dass der maximale Wärmeübergang an der Aufprallstelle des Freistrahles in den Simulationen mit allen Turbulenzmodellen zu hoch dargestellt wird. Die Abweichungen zwischen Messung und Simulationen sind größer als die Fehlerbalken. Dies lässt auf einen Modellierungsfehler schließen. Es wird vermutet, dass in der Simulation zwar das Ausbreitungsverhalten des Strahles korrekt dargestellt wird, nicht jedoch die Behandlung der Turbulenzstruktur und damit der Wärmeübergang an der unmittelbaren Aufprallstelle. In einer Vergleichsstudie beobachtete auch die Gruppe um Craft [157] bei Nutzung des k - ε -Modells einen deutlich zu hohen Wärmeübergang eines Prallstrahles. Es wird angenommen, dass eine übermäßige Produktion turbulenter kinetischer Energie an der Aufprallstelle für den zu guten Wärmeübergang verantwortlich ist, siehe auch

Behnia [81]. Beim SST- k - ω -Modell und k - ω -Modell liegen ebenfalls zu hohe Wärmeübergangskoeffizienten an der Aufprallstelle vor. Diese Beobachtung wurde unter bestimmten Randbedingungen auch von anderen Autoren, z. B. [91] gemacht.

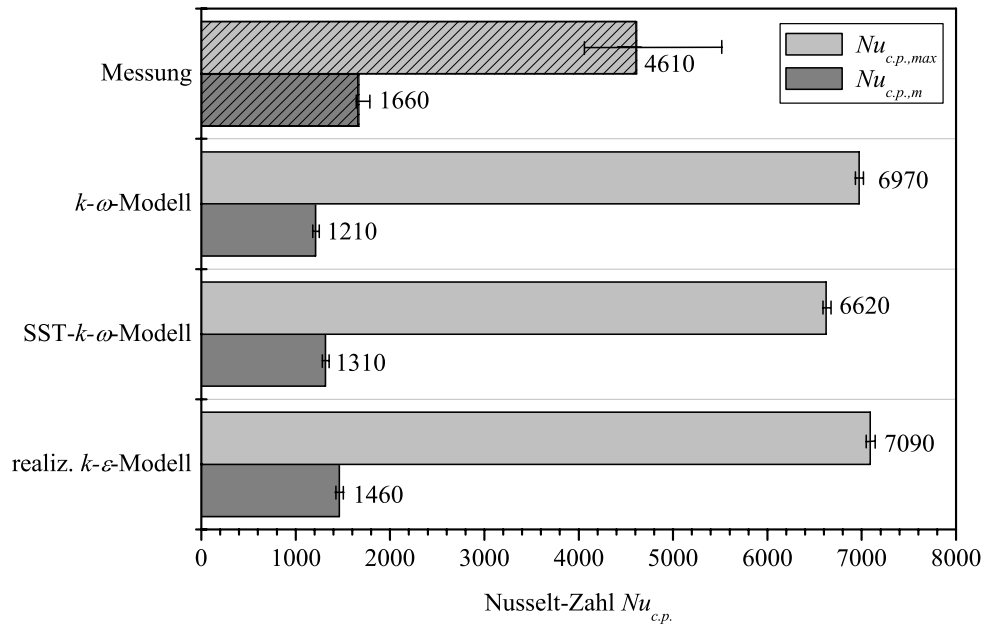


Bild 7.4: Maximale und gemittelte Nusselt-Zahlen der Fensteroberfläche für eine symmetrische Kühlkonfiguration mit sechs Düsen ($T_f=331$ K; Details siehe Tabelle 7.4, Seite 97).

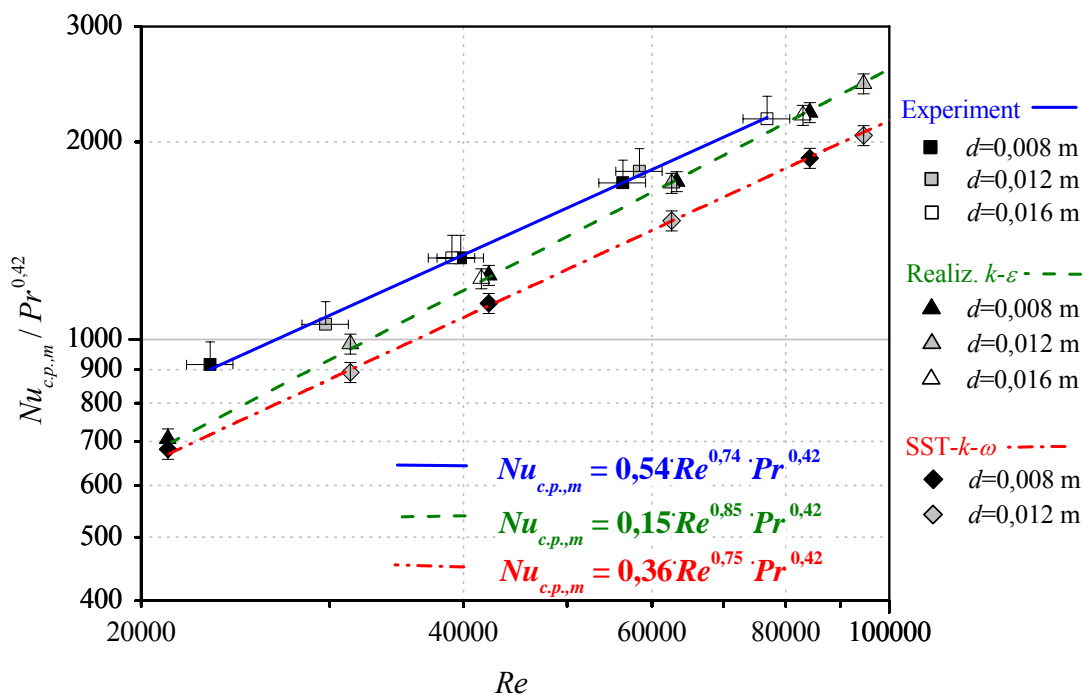


Bild 7.5: Über das Receiverfenster gemittelter Wärmeübergang in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl für eine symmetrische Kühlkonfiguration mit sechs Düsen ($\varphi_i=0^\circ$; $\vartheta_i=0^\circ$).

Die Abweichungen zwischen Messung und Simulation im über die Fensteroberfläche gemittelten Wärmeübergang sind deutlich geringer. Bild 7.5 zeigt für verschiedene Reynolds-Zahlen Messergebnisse und Simulationen mit dem „realizable“ k - ε -Modell und dem SST- k - ω -Modell. Der mittlere Wärmeübergang, der mit dem „realizable“ k - ε -Modell berechnet wurde, ist im Reynolds-Zahl-Bereich zwischen 20000 und 100000 zwischen fünf und 18% kleiner als der gemessene Wert, wobei die Differenz bei höheren Reynolds-Zahlen abnimmt. Dies ist in Anbetracht der Unsicherheiten in der Reynolds-Zahl und Nusselt-Zahl des Experiments und den Unsicherheiten in der Simulation (siehe jeweils Fehlerbalken in Bild 7.5) eine gute Übereinstimmung. Die Simulationen mit dem SST- k - ω -Modell zeigen bezüglich der Mittelwerte eine etwas schlechtere Übereinstimmung mit den Experimenten. Die Simulationen mit dem SST- k - ω -Modell unterschätzen den mittleren Wärmeübergang im gesamten betrachteten Reynolds-Zahl-Bereich um ca. 19%.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass das Strömungsfeld in den Simulationen korrekt abgebildet wird. Maximalwerte des Wärmeüberganges werden jedoch mit allen benutzten Turbulenzmodellen („realizable“ k - ε -Modell, SST- k - ω -Modell, k - ω -Modell) zu hoch dargestellt, was in höheren Gradienten im Wärmeübergang resultiert. Die Abweichung im mittleren Wärmeübergang zwischen Simulationen und Messung ist dagegen gering. Hier zeigt das „realizable“ k - ε -Modell im interessierenden Reynolds-Zahl-Bereich durchschnittlich die geringsten Abweichungen zu den Messungen. Mit dem SST- k - ω -Modell wird dagegen die Steigung im Nusselt-Reynolds-Diagramm besser dargestellt.

CFD-Analysen im Anwendungsfall der externen Fensterkühlung sind ein nützliches Werkzeug, um verschiedene Konfigurationen zu vergleichen und gemittelte Werte für den Wärmeübergang zu erhalten. Jedoch sind experimentelle Untersuchungen immer noch notwendig, um korrekte Aussagen über lokale Wärmeübergangskoeffizienten zu erhalten.

7.3 Symmetrische Konfiguration ohne Drall

Das Strömungsfeld sowie die Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten auf der Fensteroberfläche sind für eine bestimmte Düsenkonfiguration in einiger Entfernung vom Düsenaustritt für verschiedene Reynolds-Zahlen ähnlich. Aus diesem Grund kann Strömung und Wärmeübergang jeweils exemplarisch anhand eines speziellen Falles erläutert werden. Die symmetrische Kühlkonfiguration wird an einem Beispiel mit sechs Runddüsen bei einer Reynolds-Zahl von $Re=62100$ vorgestellt. Details sind in Tabelle 7.4 aufgeführt.

Tabelle 7.4: Details zur betrachteten, symmetrischen Kühlkonfiguration.

Symmetrische Kühlkonfiguration	
Düsenverteilung	$n=6$, gleichverteilt über Fensterumfang
Düsenorientierung	$\varphi=0^\circ$, $\vartheta=0^\circ$
Düsentyp	rund, $d=0,012$ m
Mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit	$w=81$ m/s ($Re=62100$; $\dot{V}=194$ m ³ /h)

7.3.1 Strömungsfeld

In Bild 7.6 sind simulierte Geschwindigkeitsprofile in axialer Strömungsrichtung der Jets dargestellt. In Ebene eins ist das fast unveränderte, turbulente Geschwindigkeitsprofil des Düsenaustritts zu erkennen. Weiter stromabwärts in Ebene zwei beginnt die Ausbildung der Grenzschicht auf der Fensteroberfläche. Auf der gegenüberliegenden Seite des Freistrahls entwickelt sich eine freie Scherschicht. Ab Ebene drei wäre der Wandstrahl vollständig entwickelt. Jedoch degeneriert dieser aufgrund der Hohlraumgeometrie des konkaven Fensters allmählich, bis die axiale Geschwindigkeitskomponente null ist. Am Scheitelpunkt des Fensters liegt ein Staupunkt vor.

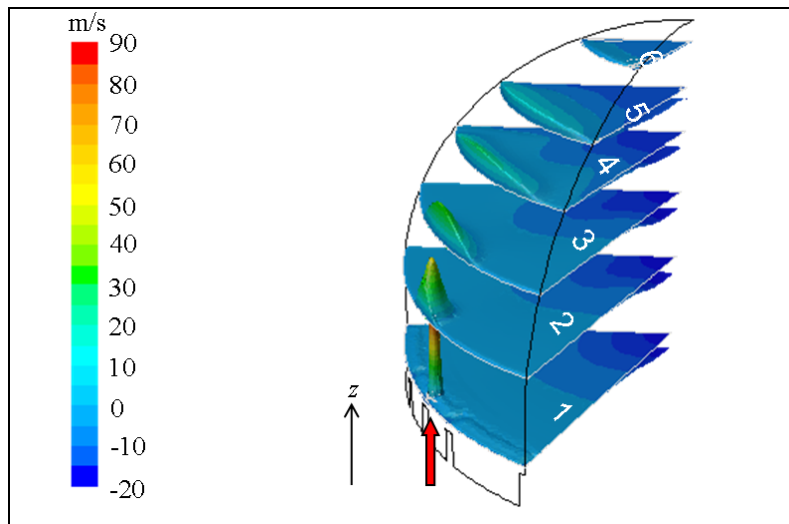


Bild 7.6: Konturen der Geschwindigkeit in Strömungsrichtung der Jets bei einer symmetrischen Kühlkonfiguration mit sechs Düsen (Details siehe Tabelle 7.4; „realiz.“ k - ε -Modell).

Der Massenstrom eines runden Freistrahles in einen unbegrenzten Raum nimmt normalerweise linear mit Abstand vom Düsenaustritt zu. Es gilt $\dot{M}_{tot,i} / \dot{M}_{Düse} = 0,032 \cdot z / d$ [77]. Die Ursache der Massenstromzunahme liegt im Mitreißen von Umgebungsluft (Entrainment). Der Entrainment-Quotient R_i stellt das Verhältnis des Luftmassenstromes der Ebene i zum Massenstrom am Düsenaustritt dar. Für einen Freistrahler in einen unbegrenzten Raum ist er in Tabelle 7.5 in der letzten Spalte dargestellt.

Im begrenzten Raum des Fensterhohlraumes ist das Entrainment durch Wände oder benachbarte Luftstrahlen beschränkt. Daher kommt der Großteil der mitgerissenen Luft nicht von der direkten Umgebung des Strahles, sondern von Gebieten unterhalb der Düsen: 70% des Fensterkühlungs-Massenstromes stammt vom Sekundärkonzentrator-Volumen und 16% wird über die Lücken zwischen Sekundärkonzentrator und Fensterflansch gesaugt (siehe Doppelpfeile in Bild 5.1). 14% des Luftmassenstromes wird über die Düsen zugeführt. In Tabelle 7.5 ist der gesamte Massenstrom der Luftstrahlen durch die Ebenen des Bildes 7.6 und der Entrainment-Quotient R_i aufgelistet. Die Ausdehnung des Luftstrahles ist über eine positive Geschwindigkeitskomponente in z -Richtung definiert.

Tabelle 7.5: Massenstrom-Entrainment bei einer symmetrischen Kühkonfiguration mit sechs Düsen (Details siehe Tabelle 7.4).

Ebene i (siehe Bild 7.6)	Abstand z_i in m	Ges. Massenstrom $\dot{M}_{tot,i}$ in kg/s	Quotient R_i^1 Fensterkühlung	R_i^1 im unbegrenzten Raum
1	0,050	0,47	7,4	1,3
2	0,150	0,49	7,7	4,0
3	0,230	0,48	7,5	6,1
4	0,300	0,43	6,7	8,0
5	0,350	0,32	5,0	9,3
6	0,400	0,02	0,3	10,7

¹ Definition des Entrainment-Quotienten R siehe Gleichung 4.3 auf Seite 36.

Die letzte Spalte gilt für einen runden Freistrah in einen unbegrenzten Raum und dient zum Vergleich.

Ergebnisse aus Simulation mit dem „realizable“ k - ε -Modell.

Aufgrund des begrenzten Raumes und dem Staupunkt am Scheitel des Fensters nimmt der Massenstrom der Luftstrahlen $\dot{M}_{tot,i}$ nur geringfügig mit dem Abstand z_i vom Düsenaustritt zu, bevor ab Ebene zwei stromabwärts der Massenstrom wieder abnimmt. Ein maximaler Entrainment-Quotient von $R_2=7,7$ wird bereits in Ebene zwei erreicht. Der abnehmende Massenstrom der Luftstrahlen kann auch in Bild 7.6 beobachtet werden, wo die Integrale über die Geschwindigkeitsprofile der verschiedenen Ebenen in Strömungsrichtung kleiner werden.

Eine weitere Strömungscharakteristik des kuppelförmigen Fensters in Verbindung mit einer symmetrischen Kühkonfiguration ist eine Scherschicht, die durch einströmende Luft der Düsenströmung und axial aus dem Hohlraum austretende Luft verursacht wird.

Zur qualitativen Bestätigung der in den Simulationen berechneten Strömungsfelder wurde eine Strömungsvisualisierung mit dem Laserschnittverfahren durchgeführt. Ein 40 mW-Helium-Neon-Laser-Strahl wird über ein System von zylindrischen Linsen zu einer Laserebene aufgeweitet. Über einen Verstellmechanismus ist dieser Laserschnitt beliebig justierbar. Zur Visualisierung der Strömung werden stoßweise Nebeltröpfchen in den Kühlluftstrom eingegeben, an denen das Laserlicht gestreut wird. Der Nebel wird über einen leicht modifizierten Nebelgenerator produziert und in den Strömungsverteiler eingegeben. Die Bilder werden mittels einer Spiegelreflex-Kamera mit einem hochempfindlichen Schwarz-Weiß-Negativfilm (ISO 3200/36°) dokumentiert.

Bild 7.7 links zeigt einen Schnitt durch die Symmetrieebene, aufgenommen von außerhalb des Sekundärkonzentrators. Die Pfeile stellen die sechs Düsenpositionen dar. Die hellen Linien werden durch Reflexionen der Laserstrahl-Ebene auf dem Quarzglasfenster bzw. auf der Sekundärkonzentrator-Kontur verursacht. Die hellen Flächen sind gestreutes Licht der Laserebene an den über die Düsen zugeführten Nebeltröpfchen. Der rechte Jet der Laserebene ist durch eine stärkere Abschattung durch den Sekundärkonzentrator nicht sehr gut sichtbar. Jedoch erkennt man, dass die Luft zuerst am Quarzglasfenster in Richtung Fensterscheitelpunkt strömt und dort einen Staupunkt verursacht. Danach bewegt sie sich axial aus dem Fensterhohlraum heraus. Durch die axialen Scherflächen von ein- und ausströmender Luft sowie den am Staupunkt aufeinander prallenden Luftströmen entsteht eine stärkere Turbulenz. Zum Zeitpunkt der Aufnahme war die Ausströmung daher nicht exakt axial sondern leicht seitlich verschoben. Bild 7.7 rechts zeigt auf der Strömungsvisualisierungsebene simulierte Konturen des Geschwindigkeitsbetrages („realizable“ k - ε -Modell). Die Konturen und die Pfadlinien aus den Düsen bestätigen die experimentellen Beobachtungen.

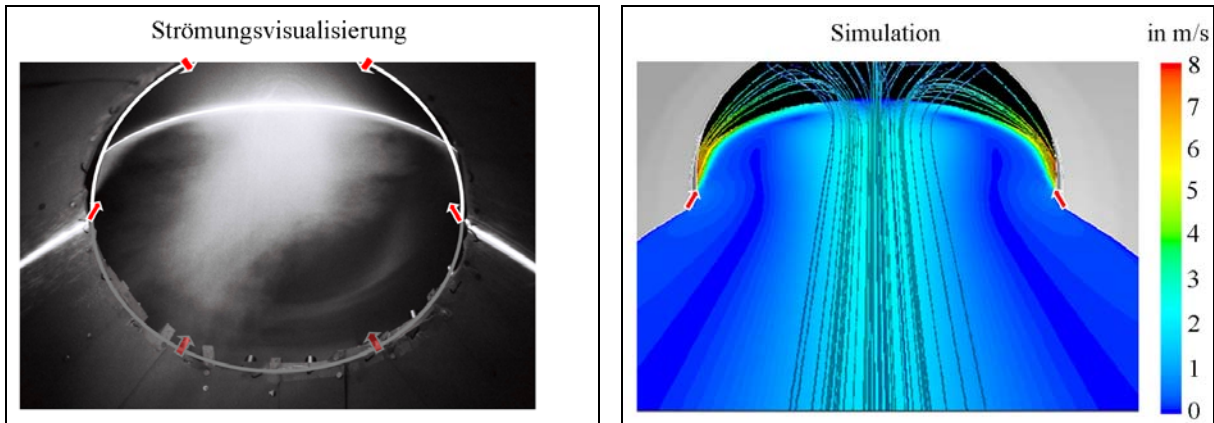


Bild 7.7: Typisches Strömungsfeld bei einer symmetrischen Kühlkonfiguration mit sechs Düsen (reduzierter Massenstrom).

7.3.2 Wärmeübergang

Wärmeübergangskoeffizientenverteilung. In Bild 7.8 ist eine gemessene Verteilung von Nusselt-Zahlen auf der Fensteroberfläche für die in Tabelle 7.4 beschriebene, symmetrische Kühlkonfiguration dargestellt. Messwerte am Fensterfußbereich waren aufgrund der optischen Unzugänglichkeit (Sekundärkonzentrator) nicht ermittelbar. Ebenso war der unmittelbare Scheitelpunkt des Fensters aufgrund starker Glasdickenschwankung nicht auswertbar. Im Experiment wurde eine sechsfache Periodizität der Wärmeübergangsverteilung beobachtet. Da das Sichtfeld der Kamera limitiert ist, wurde die Darstellung in Bild 7.8 aus sechs identischen 60°-Stücken zusammengesetzt.

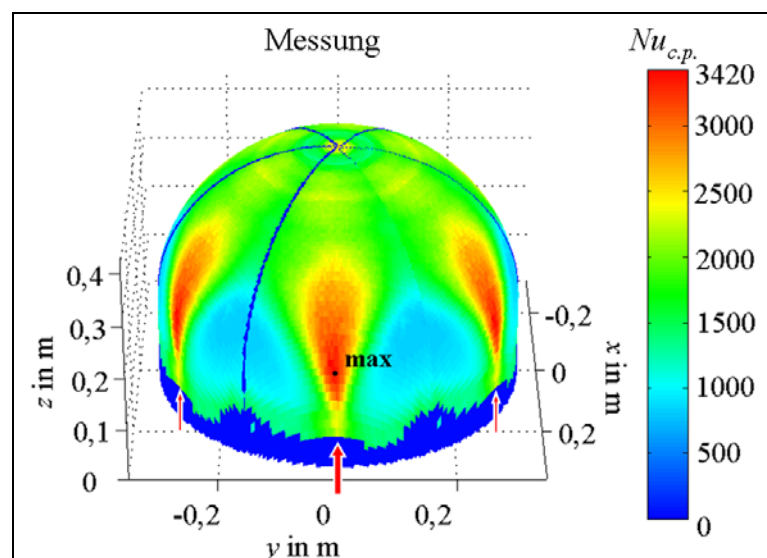


Bild 7.8: Verteilung der Nusselt-Zahlen auf der Fensteroberfläche für eine symmetrische Kühlkonfiguration mit sechs Düsen (Messung; Details siehe Tabelle 7.4).

Deutlich sichtbar sind die Bereiche, an denen sich der Freistrahle des Düsenaustritts zum Wandstrahl umwandelt. Durch die sich ausbildende Grenzschicht mit hohen Geschwindigkeitsgradienten tritt dort ein hoher Wärmeübergang auf. In Bereichen zwischen den Düsenaustritten liegen nur geringe Nusselt-Zahlen vor. Am Scheitelpunkt des Fensters ist der Wärmeübergang nur mäßig, da sich hier der in der Strömungsvisualisierung beobachtete Stau-punkt mit geringen Geschwindigkeiten bemerkbar macht. Eine analoge Verteilung ergibt sich auch für eine symmetrische Kühlkonfiguration mit neun Düsen.

Mittelwerte. Nur in unmittelbarer Nähe des Düsenaustritts sind Strömungsfeld und Wärmeübergang durch den Düsenaustrittsdurchmesser beeinflusst. So lange die Reynolds-Zahl konstant gehalten wird, ändern sich Strömung und Wärmeübergang des Fernfeldes der Düsenströmung nicht, wenn der Düsendurchmesser variiert wird. Dies wird durch Bild 7.5 auf Seite 96 deutlich, in der über das Receiverfenster gemittelte Nusselt-Zahlen über der Reynolds-Zahl aufgetragen sind. Messungen bzw. Simulationen mit derselben Reynolds-Zahl resultieren, unabhängig vom Düsenaustrittsdurchmesser, in derselben mittleren Nusselt-Zahl. Diese Erkenntnis gilt für alle Kühlkonfigurationen und ermöglicht es, verschiedene Düsengeometrien an die begrenzten Platzverhältnisse zwischen Sekundärkonzentrator und Fensterflansch einzupassen, während die notwendige Kühlleistung durch einfache Anpassung des Kühlmassenstromes konstant gehalten werden kann.

Für den mittleren Wärmeübergang in Bild 7.5 wurden entsprechend der Dimensionsanalyse in Kapitel 4.3 ein funktionaler Zusammenhang aufgestellt. Die allgemeine Gleichung für die mittlere Nusselt-Zahl bei variablen Stoffwerten lautet:

$$Nu_m = a \cdot Re^m \cdot Pr^n \cdot (T_w/T_f)^p \quad (7.6)$$

Die Exponenten und die Korrelationskoeffizienten der Regressionskurven sind in Tabelle 7.6 aufgelistet. Für den praktischen Gebrauch wird der experimentell bestimmte Zusammenhang der ersten Tabellenzeile nahe gelegt.

Der Exponent n der Prandtl-Zahl wurde der Literatur entnommen. Bei Strömungen mit Prallstrahlen wird gewöhnlich der Exponent $n=0,42$ benutzt [80, 158]. Der Exponent p des Temperaturverhältnisses (T_w/T_f) ist für die Randbedingung „konstante Wandtemperatur“ gleich $-0,06$; für eine „konstante Wärmestromdichte“-Randbedingung ist $p=-0,03$. Die Fluidtemperatur des Temperaturverhältnisses (T_w/T_f) ist die Düsenaustrittstemperatur $T_f=T_{f,ein}$. Der Wärmeübergangskoeffizient wird mit der gemittelten Fluidreferenztemperatur $T_f \approx T_{f,m}$ gebildet (siehe auch Kapitel 4.3.2). Der zur Berechnung der mittleren Fluidtemperatur $T_{f,m}$ benötigte Entrainment-Quotient R hängt von der Größe der Lücken zwischen Sekundärkonzentrator und Fensterflansch ab. Je größer der Düsendurchmesser, desto kleiner wird der Strömungskanal für die eingesaugte Luft, und desto kleiner wird der Entrainment-Quotient R . Simulierte Werte für R sind in Tabelle 7.8 abgedruckt.

Für eine Konfiguration mit neun Düsen sind für die Bestimmung der mittleren Nusselt-Zahl mittels Gleichung 7.6 die in Tabelle 7.7 aufgeführten Exponenten gültig. Die Exponenten wurden über Simulationen mit dem „realizable“ k - ε -Modell bestimmt. Für den Entrainment-Quotienten R können näherungsweise die in Tabelle 7.8 abgedruckten Werte benutzt werden.

Tabelle 7.6: Exponenten und Korrelationskoeffizient in Gleichung 7.6 für eine symmetrische Kühlkonfiguration mit sechs Düsen ($\varphi_i=0^\circ$; $\vartheta_i=0^\circ$; $20000 < Re < 100000$).

	<i>a</i>	<i>m</i>	<i>n</i>	<i>p</i>	<i>r</i>²
Messung	0,54 ±0,08	0,74 ±0,01	0,42	-0,06 / -0,03	0,9985
„realizable“ <i>k-ε</i> -Modell	0,15 ±0,006	0,85 ±0,004	0,42	-0,06 / -0,03	0,9999
SST- <i>k-ω</i> -Modell	0,36 ±0,03	0,75 ±0,008	0,42	-0,06 / -0,03	0,9996

Korrelationskoeffizient *r* bei Anpassung von *a* und *m* ermittelt. Toleranzen für Exponenten *n* und *p* unbekannt.

Tabelle 7.7: Exponenten und Korrelationskoeffizient in Gleichung 7.6 für eine symmetrische Kühlkonfiguration mit neun Düsen ($\varphi_i=0^\circ$; $\vartheta_i=0^\circ$; $30000 < Re < 120000$).

	<i>a</i>	<i>m</i>	<i>n</i>	<i>p</i>	<i>r</i>²
„realizable“ <i>k-ε</i> -Modell	0,19 ±0,03	0,83 ±0,01	0,42	-0,06 / -0,03	0,9997

Korrelationskoeffizient *r* bei Anpassung von *a* und *m* ermittelt. Toleranzen für Exponenten *n* und *p* unbekannt.

Tabelle 7.8: Entrainment-Quotienten bei einer symmetrischen Kühlkonfiguration mit sechs Runddüsen.

Düsengeometrie	Entrainment-Quotient <i>R</i>
Runddüse, <i>d</i> =0,008 m	10
Runddüse, <i>d</i> =0,012 m	7
Runddüse, <i>d</i> =0,016 m	5

7.3.3 Fenstertemperaturen

Unter Verwendung der Wärmeübergangsverteilung können mit dem thermodynamischen Receivermodell SOLREWIND (siehe Kapitel 3) Fenstertemperaturen berechnet werden. Bild 7.9 stellt die Temperaturverteilung auf der Fensterinnenseite für eine Auslassabsorber-Temperatur von $T_{abs}=1000^\circ\text{C}$ bei Verwendung der gemessenen Wärmeübergangsverteilung aus Bild 7.8 dar.

Temperaturwerte des unteren Fensterfußbereiches sind aufgrund fehlender Wärmeübergangsmesswerte nicht korrekt dargestellt. In Bild 7.9 ist gut zu erkennen, wie die relativ großen Gradienten in der Wärmeübergangskoeffizientenverteilung große Temperaturgradienten und hohe Maximaltemperaturen (ca. 820°C) verursachen. Dies erhöht die thermischen Spannungen im Receiverfenster. Die über die Kühlung abgegebene Wärmemenge beträgt 27,5 kW, was deutlich über der mindestens abzuführenden Wärmemenge von 15,3 kW liegt (siehe auch Kapitel 3.4.2). Trotzdem wird die Maximaltemperatur von 800°C geringfügig überschritten. Die symmetrische Kühlkonfiguration ist für eine Fensterkühlung daher weniger geeignet. Eine analoge Verteilung mit großen Temperaturgradienten ergibt sich auch für eine symmetrische Kühlkonfiguration mit neun Düsen.

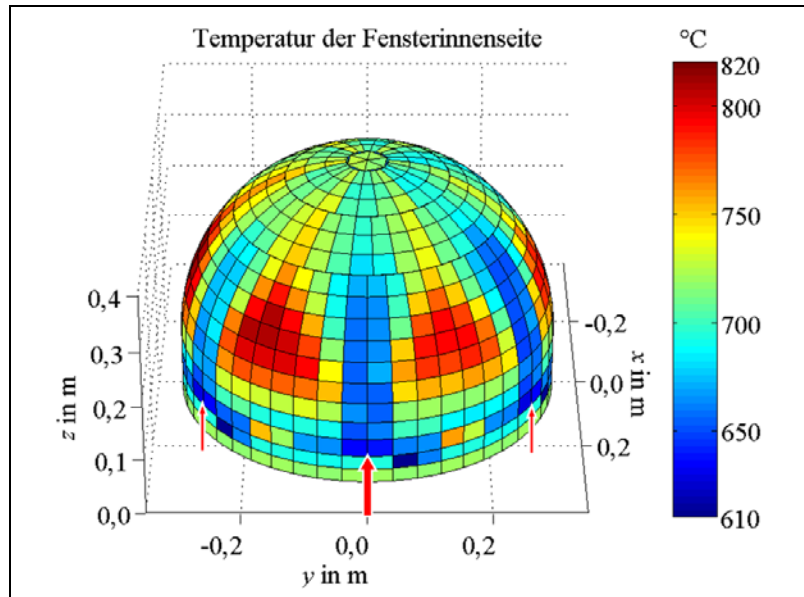


Bild 7.9: Temperaturverteilung auf der Fensterinnenseite für eine symmetrische Kühlkonfiguration mit sechs Düsen (Details siehe Tabelle 7.4; $T_{abs}=1000^{\circ}\text{C}$).

7.4 Symmetrische Konfiguration mit Drall

Eine Möglichkeit, den Wärmeübergang auf der Fensteroberfläche zu verbessern und zu homogenisieren, ist eine erzwungene Verdrallung der Strömung im Fensterhohlraum. Dies wird durch ein Neigen der Düsen erreicht. Kühlkonfigurationen mit Azimutwinkeln φ_i zwischen 10° und 80° mit Polarwinkeln von $\vartheta_i=10^{\circ}$ sind betrachtet worden. Die symmetrische Kühlkonfiguration mit Drall wird an einem Beispiel mit sechs Runddüsen vorgestellt. Details sind in Tabelle 7.9 aufgeführt.

Tabelle 7.9: Details zur betrachteten, symmetrischen Kühlkonfiguration mit Drall.

Symmetrische Kühlkonfiguration mit Drall	
Düsenverteilung	$n=6$, gleichverteilt über Fensterumfang
Düsenorientierung	$\varphi_i=30^{\circ}$, $\vartheta_i=10^{\circ}$
Düsentyp	rund, $d=0,012\text{ m}$
Mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit	$w=81\text{ m/s}$ ($Re=62300$; $\dot{V}=194\text{ m}^3/\text{h}$)

7.4.1 Strömungsfeld und Wärmeübergang

Wärmeübergangskoeffizientenverteilung. In Bild 7.10 ist die gemessene und simulierte Nusselt-Zahl-Verteilung auf der Fensteroberfläche dargestellt. Durch das Neigen der Düsen ist die maximale, gemessene Nusselt-Zahl gegenüber dem nicht verdrahten Fall des Kapitels 7.3 deutlich kleiner. Der Wärmeübergang im unteren und mittleren Bereich des Receiverfensters ist homogener verteilt. Jedoch entsteht im oberen Bereich ein Wirbel mit geringen Geschwindigkeiten in der Rotationsachse, was in einem geringen Wärmeübergang resultiert.

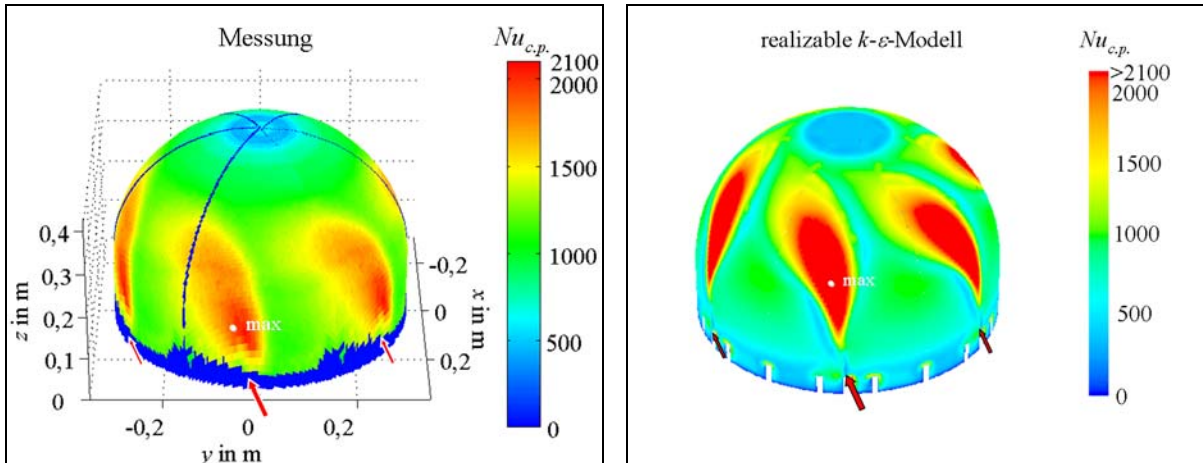


Bild 7.10: Verteilung der Nusselt-Zahlen auf der Fensteroberfläche einer symmetrischen, verdrahten Kühlkonfiguration mit sechs Düsen (Details siehe Tabelle 7.9). Links: Messung ($Nu_{c,p,max}=2080$). Rechts: Simulation mit dem „realizable“ k - ε -Modell ($T_f=336$ K; $Nu_{c,p,max}=3710$).

Mittelwerte. In Tabelle 7.10 sind für verschiedene Düsen-Azimutwinkel φ_i der Entrainment Quotient, die Fläche des Wirbels mit geringem Wärmeübergang im Scheitelpunkt und die mittlere Nusselt-Zahl aufgelistet. Der Entrainment-Quotient R beeinflusst den gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten. Ein hoher Wert bedeutet einen höheren Kühlmassenstrom im Fensterbereich und damit einen besseren Wärmeübergang. Mit steigendem Azimutwinkel, d. h. mit stärkerer Verdrehung sinkt der Entrainment-Quotient von Werten von ca. $R=7$ ($\varphi_i=0^\circ$) bis auf ca. $R=4$ ($\varphi_i=30^\circ$) ab, bevor er wieder leicht bis fast auf den Wert $R=5$ ($\varphi_i=80^\circ$) ansteigt. Gleichzeitig wird bei größeren Azimutwinkeln die Fläche des Wirbels mit schlechtem Wärmeübergang größer. Aus diesen beiden Einflüssen resultiert ein Minimum des gemittelten Wärmeüberganges bei einem Azimutwinkel von $\varphi_i \approx 40^\circ$. In allen Fällen ist der mittlere Wärmeübergang bei Verdrehung geringer als bei Konfigurationen ohne Verdrehung.

Tabelle 7.10: Kennwerte einer symmetrischen, verdrahten Kühlkonfiguration mit sechs Düsen (Details siehe Tabelle 7.9; φ_i variabel).

Azimutwinkel φ_i	10°	30°	40°	60°	80°
Entrainment-Quotient R	7,0	4,1	4,5	4,5	4,7
Fläche ¹ des Wirbels in cm ²	10	230	530	590	700
Mittlere Nu-Zahl $Nu_{c,p,m}$	1300	1140 (1300) ²	1070	1140	1190

Simulationsergebnisse („realizable“ k - ε -Modell) ¹ Def.: Fläche im Scheitelpunkt mit Nusselt-Zahl $Nu_{c,p} < 500$ ² Messwert

Vergleich von Mess- und Simulationsergebnissen. In Bild 7.10 rechts sind mit dem „realizable“ k - ε -Modell berechnete Nusselt-Zahlen dargestellt. Die Abweichungen zwischen Simulation und Messung decken sich mit den Ausführungen in Kapitel 7.2. Die Maximalwerte in der Simulation werden zu hoch berechnet. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde daher in der Farbskala der Simulationsergebnisse für Werte größer als 2100 der Farbton rot gewählt. Die Wärmeübergangskoeffizientenverteilung von Messung und Simulation lässt den Rückschluss zu, dass das Strömungsfeld in der Simulation korrekt dargestellt wird. Der mittlere Wärmeübergang wird wie im Fall ohne Drall in den Simulationen etwas zu klein berechnet (ca. 12%).

7.4.2 Fenstertemperaturen

Bild 7.11 veranschaulicht die Temperaturverteilung auf der Fensterinnenseite für eine Auslassabsorber-Temperatur von $T_{abs}=1000^{\circ}\text{C}$ bei Verwendung der gemessenen Wärmeübergangsverteilung aus Bild 7.10 links.

Es ist zu erkennen, dass die Temperatur im Vergleich zur unverdrallten, symmetrischen Konfiguration etwas homogener verteilt ist. Im Scheitelpunkt des Fensters treten jedoch hohe Temperaturen (ca. 825°C) auf. Die von der Kühlung abgeführte Wärmemenge beträgt hier 24,6 kW. Da eine gute Kühlung des Scheitelpunktes essenziell ist, sind die verdrallten Kühlkonfigurationen für eine externe Fensterkühlung weniger geeignet.

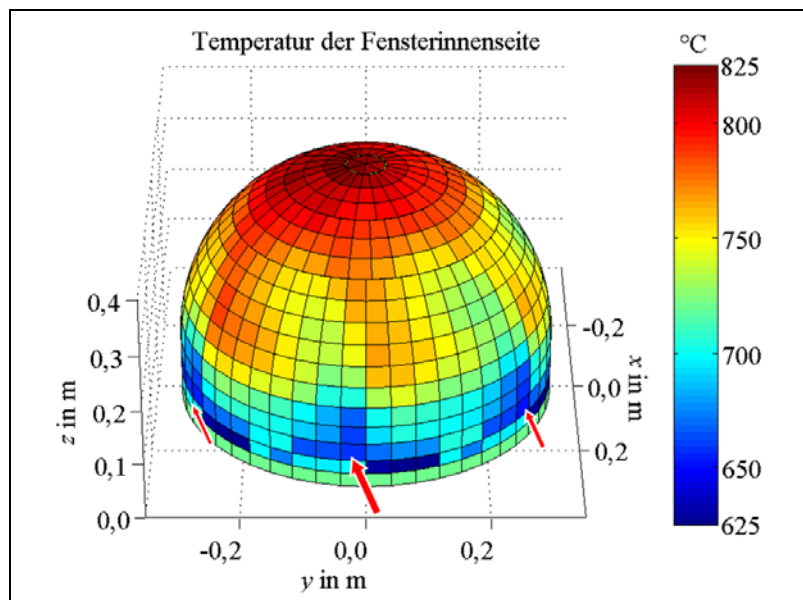


Bild 7.11: Temperaturverteilung auf der Fensterinnenseite für eine symmetrische, verdrallte Kühlkonfiguration mit sechs Düsen (Details siehe Tabelle 7.9; $T_{abs}=1000^{\circ}\text{C}$).

7.5 Asymmetrische Konfiguration mit Massenstrom-Pulsation

Die symmetrischen Konfigurationen mit und ohne Drall erzeugen keine ausreichend homogene Wärmeübergangsverteilung auf der Fensteroberfläche. Daher wird eine asymmetrische Konfiguration mit Massenstrom-Pulsation in Betracht gezogen. Als Beispiel dient in diesem Abschnitt eine Konfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen mit rechteckigem Querschnitt bei einer Re -Zahl von $Re=65800$. Details sind in Tabelle 7.11 aufgeführt. Die Düsen des betrachteten Beispiels besitzen einen rechteckigen Austrittsquerschnitt, um sich in die Lücken zwischen Sekundärkonzentrator und Fensterflansch einzufügen. Die Strömung ist nicht verdrallt.

Tabelle 7.11: Details zur betrachteten, asymmetrischen Kühlkonfiguration.

Asymmetrische Kühlkonfiguration	
Düsenverteilung	$n=18$, gleichverteilt über Fensterumfang; simultan beaufschlagt: $n=5$
Düsenorientierung	$\varphi_f=0^\circ$; $\vartheta_f=0^\circ$
Düsentyp	rechteckig 0,033 m x 0,006 m $\rightarrow d_h=0,016$ m
Mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit	$w=64$ m/s ($Re=65800$, $\dot{V}=233$ m ³ /h)

7.5.1 Strömungsfeld

Der bedeutendste Vorteil einer asymmetrischen Lufteindüsung ist die Abwesenheit eines Staupunktes oder Wirbels mit schlechtem Wärmeübergang am Scheitel des Fensters. Dies wird u. a. in Tabelle 7.12 deutlich, wo die Entwicklung des Massenstrom-Entrainments über sechs Ebenen in verschiedenen Abständen z vom Düsenaustritt aufgelistet ist. In der Ebene sechs, beträgt der Entrainment-Quotient immer noch $R_6=0,7$, wohingegen er in der symmetrischen, unverdrallten Konfiguration bei nur $R_6=0,3$ liegt.

Tabelle 7.12: Massenstrom-Entrainment bei einer asymmetrischen Kühlkonfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen (Details siehe Tabelle 7.11).

Ebene i	Abstand z_i in m	Ges. Massenstrom $\dot{M}_{tot,i}$ in kg/s	Quotient R_i^1 Fens- terkühlung	R_i^1 bei symmetr. Kühlkonfig.
1	0,050	0,45	5,8	7,4
2	0,150	0,47	6,2	7,7
3	0,230	0,43	5,6	7,5
4	0,300	0,35	4,6	6,7
5	0,350	0,24	3,2	5,0
6	0,400	0,05	0,7	0,3

¹ Definition des Entrainment-Quotienten R siehe Gleichung 4.3 auf Seite 36.

Die letzte Spalte gilt für die symmetrische Kühlkonfiguration mit sechs Düsen (Tabelle 7.5) und dient zum Vergleich. Ergebnisse aus einer Simulation mit dem „realizable“ $k-\varepsilon$ -Modell.

In der betrachteten, asymmetrischen Kühlkonfiguration werden nur 6% des gesamten Kühlmassenstromes durch die Lücken eingesaugt, verglichen mit 16% beim vorgestellten, symmetrischen Fall. 76% des Luftmassenstromes kommt aus dem Bereich des Sekundärkonzentrators. 18% der Luft kommt direkt aus den Düsen, verglichen mit 14% bei symmetrischer Kühlkonfiguration.

Die gute Überströmung des Scheitelbereiches des Fensters kann auch in der Strömungsvisualisierung nachgewiesen werden. In Bild 7.12 sind links die experimentelle Visualisierung und rechts die Konturen des Geschwindigkeitsbetrages aus einer Simulation mit dem „realizable“ k - ε -Modell abgebildet. Aktiv sind jeweils die fünf nebeneinander liegenden Düsen am rechten Fensterfußbereich. Der Bereich des Düsenaustrittes des Laserschnittes ist aufgrund des Sekundärkonzentrators schlecht sichtbar, jedoch wird die Überströmung des Scheitelbereiches deutlich erkennbar. Da sich die Strömungsfäden der fünf gleichzeitig aktiven Düsen in Richtung des Scheitels verengen, findet ein Anwachsen und Beschleunigen der Grenzschicht statt. Nach Überstreichen des Scheitelpunktes wird der Strömungsquerschnitt wieder größer und die Strömung verlangsamt sich wieder. Ein kleiner Anteil der Kühlströmung wird ein weiteres Mal in den Fensterbereich hineingerissen. Der Großteil verlässt das Strömungsgebiet über Sekundärkonzentrator und die Lücken zwischen Sekundärkonzentrator und Fensterflansch. Diese Simulationsergebnisse werden vom Experiment unmittelbar bestätigt.

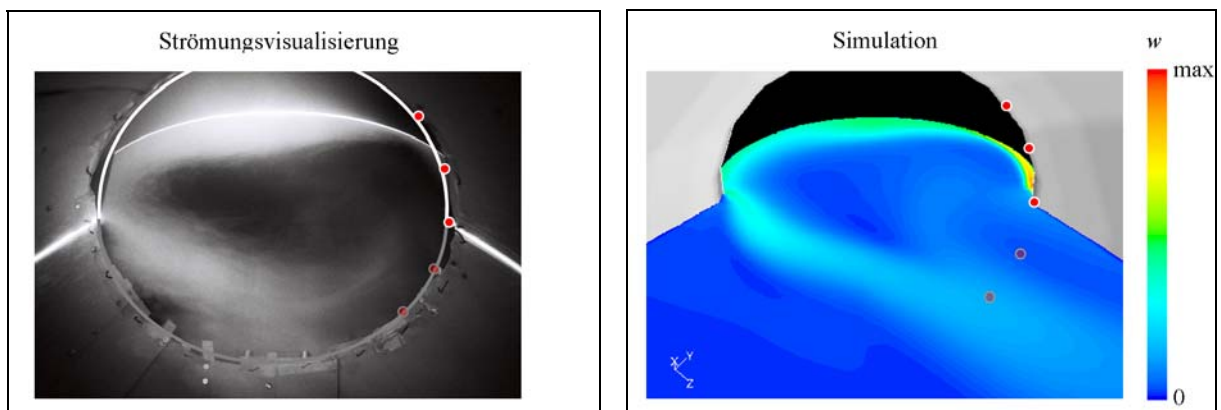


Bild 7.12: Typisches Strömungsfeld bei einer asymmetrischen Kühlkonfiguration mit fünf Düsen ($\varphi_i=0^\circ$; $\vartheta_i=0^\circ$).

7.5.2 Wärmeübergang

Wärmeübergangskoeffizientenverteilung. In den Messungen zur asymmetrischen Konfiguration wurden sowohl stationäre als auch transiente Fälle untersucht. Da eine transiente Strömungsberechnung für die Kühlkonfigurationen zu zeitintensiv gewesen wäre, wurde sie numerisch nur stationär betrachtet. Die stationäre Betrachtung ist der Grenzfall, in dem die Umlaufperiodendauer des Gebietes der mit Massenstrom beaufschlagten Düsen um den Fensterumfang unendlich groß ist ($T_{per}=\infty$). Trotzdem geben die stationären Simulationen nützliche Informationen über die Effizienz der Kühlung.

In Bild 7.13 ist die Verteilung des Wärmeüberganges der in Tabelle 7.11 beschriebenen, asymmetrischen Kühlkonfiguration mit fünf Düsen abgebildet, wie sie im stationären Fall, d. h. ohne periodische Pulsation des Massenstromes vorliegt ($T_{per}=\infty$). Aufgrund des beschränkten Sichtbereiches der Infrarot-Kamera ist das linke Bild aus drei nacheinander durchgeführten Messungen zusammengesetzt. Das rechte Bild zeigt eine Simulation mit dem „realizable“ k - ε -Modell. In Simulation und Messung ist der hohe Wärmeübergang an der Aufprallstelle zu erkennen, sowie ein deutlich verbesserter Wärmeübergang am Scheitel des Fensters. Auf beiden Seiten des Bereiches aktiver Düsen ist der Wärmeübergang nur sehr klein. Beim Simulationsergebnis fällt auf, dass die maximale Nusselt-Zahl im Vergleich zur Messung nicht so signifikant höher ist, wie dies bei den beiden zuvor betrachteten, symmetrischen Konfigurationen der Fall war. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass bezüglich des Maximalwertes das Berechnungsgitter noch zu grob ist, und der Maximalwert noch nicht gitterunabhängig dargestellt wird. Eine weitere Verfeinerung war hier aufgrund begrenzter Rechnerkapazität nicht mehr möglich.

Die Homogenisierung des Wärmeüberganges bei einer asymmetrischen Kühlkonfiguration wird durch die pulsierende Beaufschlagung der Düsen mit Kühlluft erreicht. Indem nacheinander an den Rändern des aktivierten Düsenbereiches Düsen aktiviert und deaktiviert werden, rotiert das gut gekühlte Gebiet entlang des Fensterumfanges, was gemittelt über die Zeit, eine geeignete Wärmeübergangsverteilung auf der Fensteroberfläche erzeugt. Die zeitlich gemittelte, gemessene Wärmeübergangsverteilung bei fünf gleichzeitig aktiven Düsen und pulsierender Beaufschlagung ist in Bild 7.14 dargestellt. Aufgrund der Periodizität der Verteilung und des limitierten Sichtfeldes der Kamera ist das Ergebnis aus sechs identischen 60°-Stücken zusammengesetzt. Wie aus den stationären Simulationen und Messungen zu vermuten war, ist der Scheitelpunkt des Fensters nun effektiv gekühlt.

Im Vergleich zu den symmetrischen Kühlkonfigurationen ist eine starke Homogenisierung des Wärmeübergangs zu beobachten. Die Differenz zwischen Minimal- und Maximalwert der gemessenen Nusselt-Zahlen beim asymmetrischen Fall mit pulsierender Kühlluftbeaufschlagung beträgt ca. 50% des Mittelwertes, während dieser Wert bei der symmetrischen Kühlkonfiguration im Bereich von 150% liegt.

Zusätzlich zur asymmetrischen Konfiguration mit Schlitzdüsen (Polarwinkel $\vartheta_i=0^\circ$) wurden Experimente und Simulationen mit vier gleichzeitig aktiven Runddüsen mit Polarwinkel $\vartheta_i=10^\circ$ durchgeführt. Die zugrunde liegende Idee war es, durch Neigung der Düsen die Aufprallstelle der Jets weiter vom Düsenaustritt stromaufwärts zu verschieben und dadurch eine weitere Homogenisierung des Wärmeüberganges im Bereich des Düsenaustrittes zu errei-

chen. Jedoch resultiert dadurch im unteren und mittleren Bereich des Fensters ein zu geringer Wärmeübergang, so dass eine asymmetrische Konfiguration mit Polarwinkel $\vartheta_i > 0^\circ$ nicht weiter verfolgt wurde.

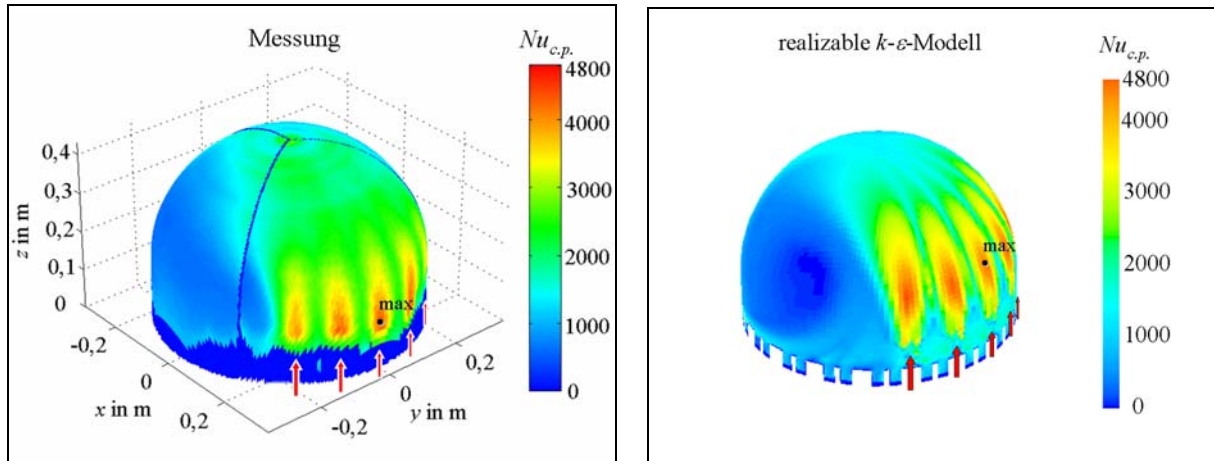


Bild 7.13: Verteilung der Nusselt-Zahlen auf der Fensteroberfläche einer asymmetrischen Kühlkonfiguration ohne pulsierende Beaufschlagung ($T_{per}=\infty$; Details siehe Tabelle 7.11). Links: Messung ($Nu_{c.p.,max}=4430$). Rechts: Simulation mit dem „realizable“ k - ε -Modell ($Nu_{c.p.,max}=4780$; $T_f=326$ K).

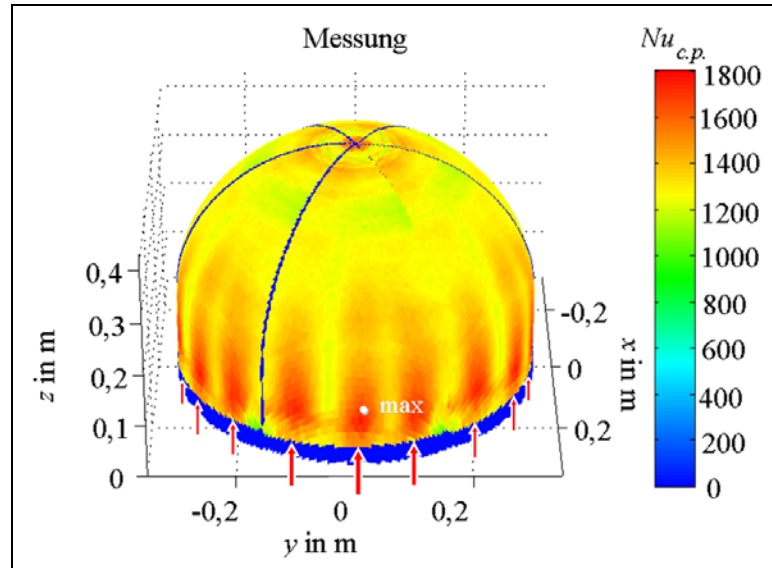


Bild 7.14: Zeitlich gemittelte, gemessene Verteilung der Nusselt-Zahlen auf der Fensteroberfläche einer asymmetrischen Kühlkonfiguration bei pulsierender Beaufschlagung ($T_{per}=22$ s; Details siehe Tabelle 7.11; $Nu_{c.p.,m}=1360$).

Mittelwerte. In Bild 7.15 ist der über das Receiverfenster gemittelte Wärmeübergang in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl aufgetragen. Das Diagramm enthält Messwerte für verschiedene, asymmetrische Kühlkonfigurationen zwischen drei und sechs gleichzeitig aktiven Düsen. Die Umlaufperiodendauer des Gebietes der mit Massenstrom beaufschlagten Düsen beträgt $T_{per}=22$ s. Die verwendeten Düsen sind Schlitzdüsen (Spezifikation siehe Tabelle 7.11).

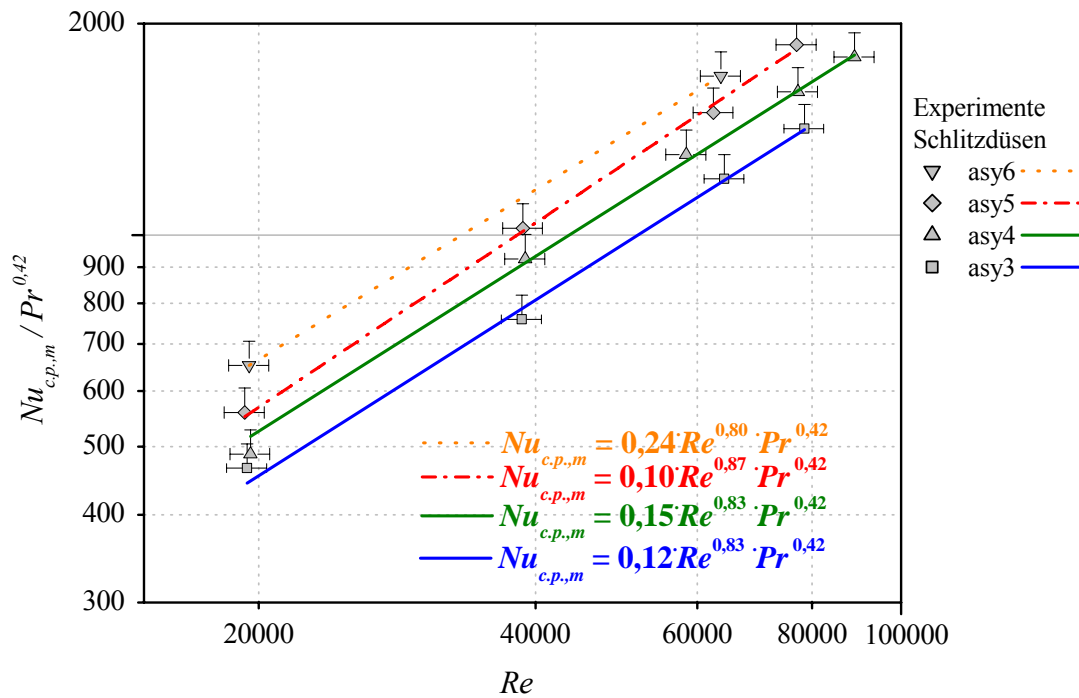


Bild 7.15: Über das Receiverfenster gemittelter, gemessener Wärmeübergang in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl für verschiedene asymmetrische Kühlkonfigurationen (rechteckige Düsen; $\varphi_i=0^\circ$; $\vartheta_i=0^\circ$; Massenstrom-Pulsation $T_{per}=22$ s.).

Je mehr Düsen gleichzeitig im Einsatz sind und je größer die Düsen-Reynolds-Zahl Re ist, desto höher ist der gemittelte Wärmeübergang. Die Auswahl einer optimalen Konfiguration bezüglich idealer Wärmeübergangsverteilung und minimaler Kühlgebläseleistung wird in Kapitel 7.6 vorgenommen. Die allgemeine Gleichung für die mittlere Nusselt-Zahl bei variablen Stoffwerten kann analog wie bei den symmetrischen Konfigurationen folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$Nu_m = a \cdot Re^m \cdot Pr^n \cdot (T_w/T_f)^p \quad (7.7)$$

Die Exponenten und die Korrelationskoeffizienten der Regressionskurven sind in Tabelle 7.13 aufgelistet. Zur Anwendung der Korrelation gelten dieselben Erläuterungen wie in Kapitel 7.3.

Der zur Berechnung der mittleren Fluidtemperatur $T_{f,m}$ benötigte Entrainment-Quotient R hängt von zwei Faktoren ab. Die erste Einflussgröße ist die Größe der Lücken zwischen Sekundärkonzentrator und Fensterflansch. Je größer der Düsendurchmesser, desto kleiner wird der Strömungskanal für die eingesaugte Luft, und desto kleiner wird der Entrainment-

Quotient R . Der zweite Einfluss stellt die gegenseitige Beeinflussung der Luftstrahlen dar. Je mehr aktive Düsen direkt nebeneinander liegen, desto kleiner wird R . Simulierte Entrainment-Quotienten R für verschiedene Konfigurationen sind in Tabelle 7.14 abgedruckt.

Die Reynolds-Zahl-Abhängigkeit des Wärmeüberganges ist geringfügig höher als in den symmetrischen, unverdrallten Fällen. Jedoch ist im betrachteten Reynolds-Zahl-Bereich der mittlere Wärmeübergang bei den untersuchten asymmetrischen Fällen kleiner als in den symmetrischen, unverdrallten Fällen.

Tabelle 7.13: Exponenten und Korrelationskoeffizient in Gleichung 7.7 für verschiedene asymmetrische Kühlkonfiguration (rechteckige Düsen; $\varphi_i=0^\circ$; $\vartheta_i=0^\circ$; Messung: $20000 < Re < 100000$, Simulation: $60000 < Re < 110000$).

Aktive Düsen	Art	a	m	n	p	r^2
3	Mess.	$0,12 \pm 0,05$	$0,83 \pm 0,04$	0,42	-0,06 / -0,03	0,9977
4	Mess.	$0,15 \pm 0,04$	$0,83 \pm 0,03$	0,42	-0,06 / -0,03	0,9982
5	Mess.	$0,10 \pm 0,04$	$0,87 \pm 0,04$	0,42	-0,06 / -0,03	0,9975
6	Mess.	0,24	0,80	0,42	-0,06 / -0,03	-
5	Sim.	$0,10 \pm 0,02$	$0,87 \pm 0,02$	0,42	-0,06 / -0,03	0,9993

Korrelationskoeffizient r bei Anpassung von a und m ermittelt. Toleranzen für Exponenten n und p unbekannt.

Messungen mit Massenstrom-Pulsation (Periodendauer $T_{per}=22$ s).

Simulation ohne Massenstrom-Pulsation (Periodendauer $T_{per}=\infty$ s) mit „realizable“ k - ϵ -Modell.

Tabelle 7.14: Entrainment-Quotienten für verschiedene, asymmetrische Kühlkonfiguration zwischen drei und sechs gleichzeitig aktiven Düsen.

Düsentyp	d_h in m	Gleichzeitig aktive Düsen n	Entrainment-Quotient R
Schlitzdüse ¹	0,016	4, 5	6
Runddüse	0,008	4	13
	0,012	3	9
		4	8
		5, 6	7
	0,016	4	6

¹ Dimension: 0,033 m x 0,006 m

Einfluss der Umlaufperiodendauer T_{per} auf den gemittelten Wärmeübergang. In Bild 7.16 sind für die asymmetrische Konfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen Mess- und Simulationsergebnisse des gemittelten Wärmeüberganges aufgetragen. Die Messungen wurden mit pulsierender Beaufschlagung ($T_{per}=22$ s) und ohne pulsierende Beaufschlagung ($T_{per}=\infty$) der Düsen durchgeführt. Die Simulationen wurden nur stationär durchgeführt ($T_{per}=\infty$). Hinsichtlich des gemittelten Wärmeübergangs liegt kein signifikanter Unterschied zwischen den verschiedenen Umlaufperiodendauern des gut gekühlten Gebietes vor. Die Umlaufperiodendauer kann daher unabhängig vom gemittelten Wärmeübergang im Hinblick auf eine tolerable, zeitliche Temperaturänderung des Glases gewählt werden (siehe Kapitel 7.6.4).

Vergleich von Mess- und Simulationsergebnissen. Die Beobachtungen decken sich mit den Aussagen in den vorangehenden Unterkapiteln. In Bild 7.16 ist die geringe Abweichung des mittleren Wärmeüberganges zwischen Messungen und Simulationen mit dem „realizable“ k - ε -Modell erkennbar. Die Simulation liefert ca. 11% zu geringe Werte.

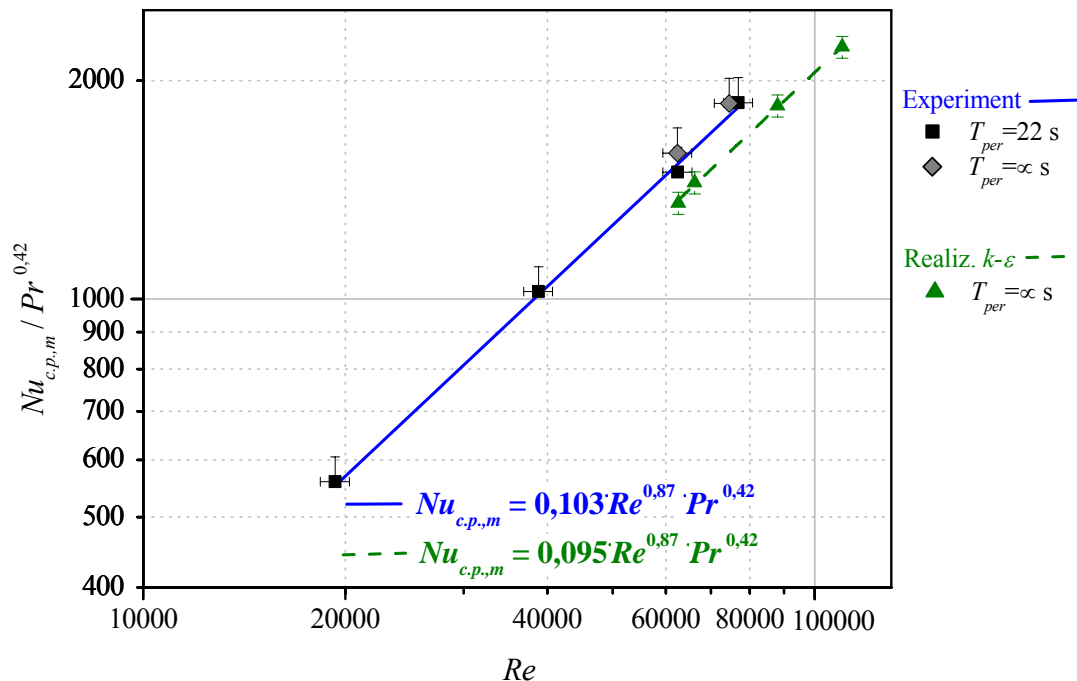


Bild 7.16: Über das Receiverfenster gemittelter Wärmeübergang in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl für eine asymmetrische Kühllkonfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen (rechteckig; $\varphi_i=0^\circ$; $\vartheta_i=0^\circ$).

7.5.3 Fenstertemperaturen

Bild 7.17 stellt die Temperaturverteilung auf der Fensterinnenseite für eine Auslassabsorber-Temperatur von $T_{abs}=1000^\circ\text{C}$ und bei Verwendung der gemessenen Wärmeübergangsverteilung aus Bild 7.14 dar.

Die Temperatur ist näherungsweise homogen über den oberen und mittleren Teil des Fensters verteilt und nimmt zum Fensterfuß kontinuierlich ab. Der Scheitelpunkt besitzt nun ausreichend geringe Temperaturen ($<800^\circ\text{C}$). Der Temperaturgradient in Umfangsrichtung liegt in der zum betrachteten Zeitpunkt inhomogenen, solaren Bestrahlungsstärke des Fensters begründet. Die Glastemperaturen unterliegen einer periodischen, zeitlichen Variation. Auf diese zeitlichen Temperaturänderungen wird in Kapitel 7.6.4 näher eingegangen. Der von der Fensterkühlung abgeführte Wärmestrom beträgt 25,8 kW und liegt ebenfalls über dem mindestens erforderlichen Wärmestrom von 15,3 kW. Der Grund dafür liegt in der zu guten Kühlung des unteren Fensterbereiches und in der inhomogenen, solaren Bestrahlung des Fensters.

Asymmetrische Konfigurationen mit Massenstrom-Pulsation eignen sich aufgrund der homogenen Wärmeübergangsverteilung und der guten Kühlung des Scheitels für den Einsatz

in einem Hochtemperatur-Modul. Im folgenden Kapitel werden die Kühlkonfigurationen gegenübergestellt und die vorteilhafteste Konfiguration ausgewählt.

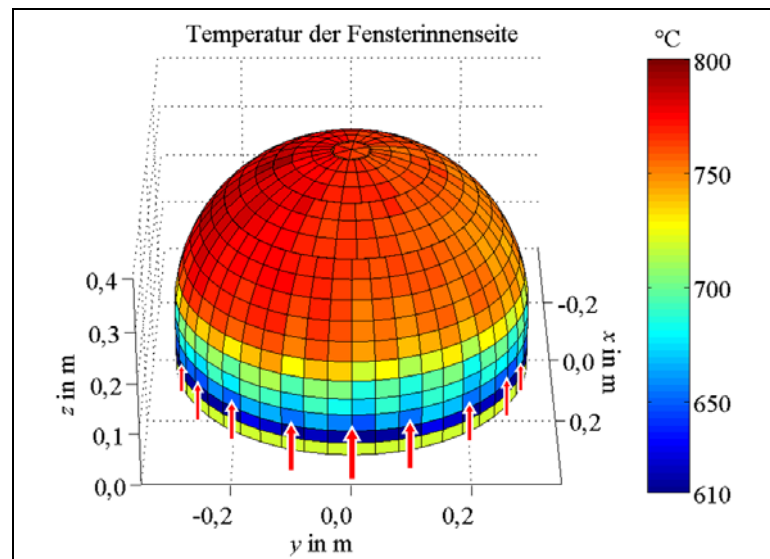


Bild 7.17: Temperaturverteilung auf der Fensterinnenseite für eine asymmetrische Kühlkonfiguration bei pulsierender Beaufschlagung ($T_{per}=22$ s; $T_{abs}=1000^{\circ}\text{C}$; siehe Tabelle 7.11).

7.6 Auswahl der optimalen Kühlkonfiguration

Eine optimale Kühlkonfiguration sollte nur geringe Wärmeübergangsgradienten in Fensterumfangsrichtung und ein dem Anforderungsprofil entsprechendes Wärmeübergangsprofil in Lauflänge L des Fensters aufweisen. Zudem sollte das Kühlsystem für eine bestimmte Kühlleistung einen minimalen, parasitären Energieverbrauch besitzen.

7.6.1 Optimale Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten

Homogenität der Wärmeübergangsverteilung in Fensterumfangsrichtung. Die auf den Mittelwert bezogene Standardabweichung s_{Nu}/Nu_m und Variationsbreite R_{Nu}/Nu_m von Nusselt-Zahlen-Verteilungen sind Maße für die Homogenität einer Wärmeübergangsverteilung. Auf Linien konstanter Höhe längs des Fensterumfangs wurden Nusselt-Zahlen ausgelesen und die genannten, statistischen Größen angewendet. Der Maximalwert aller Linien einer bestimmten Kühlkonfiguration sind für beide Größen in Tabelle 7.15 aufgelistet.

Tabelle 7.15: Untersuchung der Wärmeübergangsgradienten in Fensterumfangsrichtung.

	Sym.	Sym. Drall	Asymmetrisch, pulsierend			
Anzahl aktiver Düsen n	6	6	3	4	5	6
max. rel. Standardabw. $(s_{Nu}/Nu_m)_{max}$ in %	49 \pm 1,9	20 \pm k.A. ²	8 \pm 0,4	9 \pm 0,4	9 \pm 0,2	10 \pm 0,3
max. rel. Variationsbreite ¹ $(R_{Nu}/Nu_m)_{max}$ in %	170 \pm 7,5	70 \pm k.A. ²	37 \pm 3,2	40 \pm 3,1	42 \pm 4,2	44 \pm 1,2

¹ Variationsbreite $R_{Nu}=(Nu_{max}-Nu_{min})$; ² keine Angabe, da keine ausreichende Anzahl an Messungen

Die inhomogenste Wärmeübergangsverteilung in Umfangsrichtung liefert die symmetrische Kühlkonfiguration ohne Drall, gefolgt von der Konfiguration mit Drall. Am besten schneiden die asymmetrischen Kühlkonfigurationen mit Massenstrom-Pulsation ab. Innerhalb dieser Gruppe gibt es nur sehr geringe Unterschiede, wobei die Konfigurationen mit steigender Anzahl gleichzeitig aktiver Düsen geringfügig weniger homogene Wärmeübergangsverteilungen liefern.

Kongruenz der Wärmeübergangsprofile mit dem Anforderungsprofil in Fensterlauflänge. Bild 7.18 stellt umfangsgemittelte, normierte Wärmeübergangsprofile längs der Lauflänge des Fensters dar. In diesem Bild interessiert nur der qualitative Verlauf der Kurven. Die Verläufe können durch eine Anpassung des Kühlluftmassenstromes längs der Ordinate verschoben werden. Die Kurve „Soll“ ist ein mit dem Programmpaket SOLREWIN erstelltes, ideales Profil, das an jeder Stelle nicht mehr als die mindestens notwendige Wärmestromdichte wegkühlt. Eine ideale Wärmeübergangsverteilung hätte denselben Verlauf. Die mit „asy3“ bis „asy6“ bezeichneten Kurven stellen gemessene Profile von asymmetrischen Kühlkonfigurationen mit Massenstrom-Pulsation mit drei bis sechs gleichzeitig aktiven Düsen dar. Die Kurve „Drall“ veranschaulicht eine symmetrische Konfiguration mit Drall. Auf die Darstellung einer symmetrischen Konfiguration ohne Drall wird aufgrund starker Inhomogenitäten des Wärmeübergangs in Umfangsrichtung verzichtet.

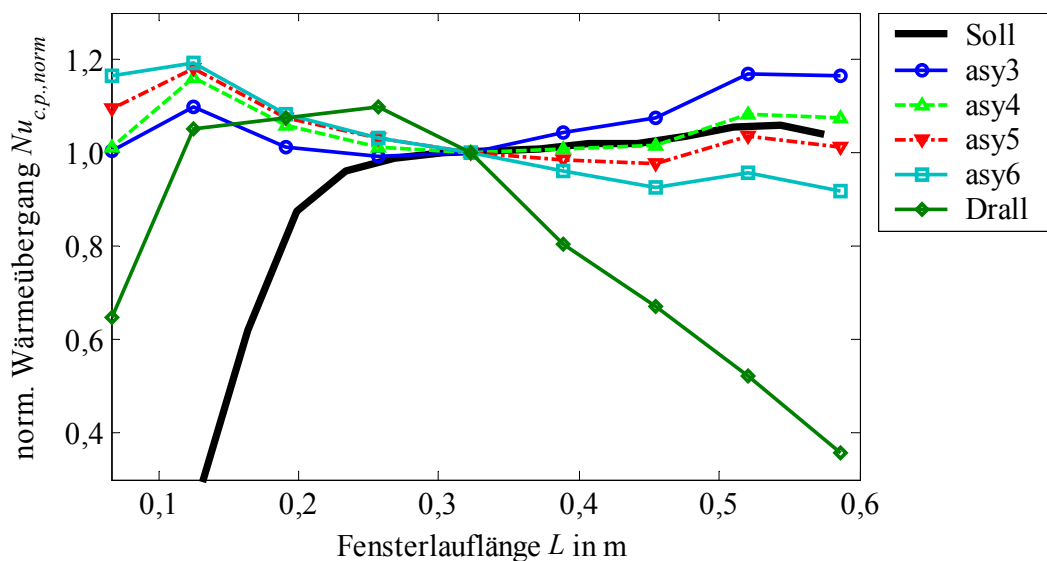


Bild 7.18: Anforderungsprofil und gemessene Profile des Wärmeübergangs längs der Lauflänge L des Fensters. Normierte Darstellung von umfangsgemittelten Werten.

Es ist zu erkennen, dass die symmetrische Konfiguration mit Drall einen zu geringen Wärmeübergang am Scheitel liefert. Deutlich besser schneiden die asymmetrischen Kühlkonfigurationen ab. Innerhalb dieser Gruppe stimmen die Konfigurationen mit vier und fünf gleichzeitig aktiven Düsen am besten mit dem Sollprofil überein. Bei sechs gleichzeitig aktiven Düsen wird der Scheitelpunkt im Vergleich zum unteren und mittleren Bereich des Fensters zu schlecht gekühlt, bei drei gleichzeitig aktiven Düsen wird der Scheitelpunkt relativ zu gut gekühlt. Dieses Verhalten liegt darin begründet, dass eine größere Anzahl aktiver Düsen einen größeren Winkelbereich in Umfangsrichtung im unteren und mittleren Be-

reich des Fensters gleichzeitig kühlt. Für die Kühlung des Scheitels wirkt sich dagegen eine zu große Anzahl gleichzeitig aktiver Düsen aufgrund sich kreuzender Fluidströme im Scheitelpunkt eher ungünstig aus.

Analyse der Spannungserhöhung im Fenster durch die Fensterkühlung. Mit dem Finite-Elemente-Programm ANSYS wurden Spannungsanalysen durchgeführt, um Zugspannungserhöhungen durch die externe Fensterkühlung zu quantifizieren. Hierfür wurden mit dem Programm SOLREWIN berechnete Temperaturen eingelesen, und eine Druckbeanspruchung des Fensters von 15 bar aufgebracht. Die Analysen gehen von einer reibungsfreien Lagerung des Fensters auf dem Fensterflansch aus. Detailanalysen des Einflusses der Reibungsvorgänge auf die Spannungen wurde im Rahmen von anderen Arbeiten untersucht [159].

Bei Auslassabsorber-Temperaturen von 1000°C sind die maximalen Zugspannungen durch den Einsatz der Kühlung um ca. 1 MPa gegenüber dem ungekühlten Fenster erhöht. Dabei schneiden die asymmetrischen Kühlkonfigurationen mit Massenstrom-Pulsation hinsichtlich der Spannungen etwas besser als die symmetrischen Konfigurationen ab. Bei den asymmetrischen Kühlkonfigurationen bleiben die maximalen Zugspannungen mit Fensterkühlung unter 3 MPa, was unter der zulässigen Spannung von 6,8 MPa liegt. Bei einer Auslassabsorber-Temperatur von 1200°C wurde eine maximale Zugspannung von 4,1 MPa im Fenster berechnet. Somit ist der Betrieb der externen Fensterkühlung bei Einhaltung der entsprechenden Betriebsparameter (Druckbeanspruchung des Fensters, angepasster Massenstrom der Fensterkühlung) als unkritisch zu bewerten.

7.6.2 Optimale Düsenaustrittsdurchmesser für minimalen Energieverbrauch

Der Betrieb des Gebläses einer aktiven Fensterkühlung geht in den parasitären Energieverbrauch eines solarthermischen Kraftwerks ein. Aus diesem Grund sollte eine Fensterkühlung diesbezüglich optimiert sein.

Die Gebläseleistung ist dem Produkt aus Druckdifferenz und Volumenstrom proportional. Um eine gewünschte, mittlere Nusselt-Zahl zu erreichen ist für eine bestimmte Kühlkonfiguration eine entsprechende Reynolds-Zahl notwendig. Die Reynolds-Zahl kann mit verschiedenen hydraulischen Düsenaustrittsdurchmessern d_h erreicht werden. Sie ist konstant, solange sich der Massenstrom proportional zum hydraulischen Durchmesser verhält. Die Druckdifferenz setzt sich aus dem Druckabfall durch Beschleunigung und dem Druckverlust durch Reibung zusammen. Bei gleich bleibender Strömungskonfiguration wächst bei konstanter Reynolds-Zahl der Reibungsdruckverlust mit steigendem Massenstrom an, während der Druckabfall durch Beschleunigung in der Düse sinkt (Düsenaustrittsgeschwindigkeit $w_m \sim 1/\dot{M}$, da $d_h \sim \dot{M}$). Bezüglich einer minimalen Gebläseleistung gibt es also für eine bestimmte Reynolds-Zahl einen optimalen Düsenaustrittsdurchmesser d_h mit dazugehörigem Massenstrom.

Als Grundlage für die Berechnung der Gebläseleistung bei verschiedenen Betriebsbedingungen und Kühlkonfigurationen dient der Aufbau auf dem Testgelände der Plataforma Solar de Almería (PSA). In Tabelle 7.16 sind die Daten der einzelnen Bestandteile des Kühlsystems aufgelistet. Das Gebläse führt dem Strömungsverteiler (siehe Bild 6.8) die Luft über

Tabelle 7.16: Strömungsweg vom Gebläse zu den Düsen und dazugehörige Daten als Grundlage der Abschätzung des parasitären Energieverbrauchs der Fensterkühlung.

Strömungsweg Gebläse → Düse	L in m	d_{ein} in m	d_{aus} in m	k in m	Anz. Krümmer	φ
Hauptleitung vom Gebläse	9,5	0,076	0,076	0,001	3	-
Strömungsverteiler	vollständige Dissipation der kinetischen Energie					
Zuleitungen (großer Querschnitt)	2,3	0,050	0,050	0,001	2	-
Verengung	-	0,050	0,025	-	-	0,98
Zuleitungen (kleiner Querschnitt)	0,9	0,025	0,025	0,001	2	-
Düse	-	0,025	variabel	-	-	0,97

Länge L ; Ein-/ Austrittsdurchm. $d_{\text{ein}}/d_{\text{aus}}$; Absolute Rauigkeit k (Spiralschlauch); Geschwindigkeitskoeffizient $\varphi = w/w_{\text{is}}$ [111]

eine Hauptleitung zu. Es wird angenommen, dass dort alle kinetische Energie der Strömung dissipiert wird. Die Luft wird vom Strömungsverteiler über eine Zuleitung größeren Querschnitts, eine Verengung und eine Zuleitung kleineren Querschnitts einer Düse zugeführt. Die Berechnungen erfolgen mit den Zustandsgleichungen für ideales Gas unter adiabaten Bedingungen. Die Irreversibilitäten des Gebläses werden durch einen durchschnittlichen, inneren Wirkungsgrad von 0,40 berücksichtigt. Die Druckverlustberechnung in den Zuleitungen wird mit der Beziehung von Colebrook und White [72] durchgeführt. Die Irreversibilitäten in der Verengung und der Düse werden mit einem Geschwindigkeitskoeffizienten φ berücksichtigt.

Bild 7.19 zeigt Berechnungsergebnisse für eine Kühlkonfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen. Aufgetragen ist die elektrische Gebläseleistung über dem hydraulischen Düsenaustrittsdurchmesser in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl. Die punktierten Kurven sind Isolinien mit konstantem Massenstrom (Gesamtmassenstrom aller fünf Düsen). Wird z. B. für eine bestimmte Kühlleistung eine Reynolds-Zahl von 100000 benötigt, bewegt man sich auf der dunkel gestrichelten Linie. Eine minimale Gebläseleistung wird mit einem hydraulischen Durchmesser von $d_h = 12,5$ mm erreicht. Sie beträgt ca. 3,1 kW. Der dafür benötigte Massenstrom liegt zwischen 0,075 kg/s und 0,100 kg/s. Für die betrachtete Kühlkonfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen liegt der optimale hydraulische Düsenaustrittsdurchmesser für Reynolds-Zahlen zwischen 40000 und 120000 in einem schmalen Band bei $12,5 \text{ mm} \pm 0,5 \text{ mm}$.

Analoge Diagramme lassen sich auch für Kühlkonfigurationen mit weniger oder mehr als fünf gleichzeitig aktiven Düsen erstellen. Für den optimalen Düsenaustrittsdurchmesser lässt sich so die minimale Gebläseleistung in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl bestimmen. Aus den Reynolds-Zahlen berechnet sich mit Hilfe der in den Kapiteln 7.3 bis 7.5 vorgestellten Nusselt-Korrelationen der jeweilige gemittelte Wärmeübergang. Bild 7.20 ist ein auf diese Weise erstelltes Diagramm für verschiedene, asymmetrische Kühlkonfigurationen mit Massenstrom-Pulsation mit zwischen drei und sechs gleichzeitig aktiven Düsen. Es ist zu erkennen, dass zur Erreichung eines bestimmten, mittleren Wärmeübergangs die Konfiguration mit drei gleichzeitig aktiven Düsen („asy3“) hinsichtlich des parasitären Energieverbrauchs am schlechtesten abschneidet, gefolgt von der Konfiguration mit vier gleichzeitig aktiven Düsen („asy4“). Die Konfigurationen mit fünf („asy5“) und sechs („asy6“) gleichzeitig betriebenen Düsen schneiden am besten ab. Auf eine Darstellung der symmetrischen Konfigurationen mit und ohne Drall wurde aufgrund mangelhafter Homogenität des Wärmeübergangs verzichtet.

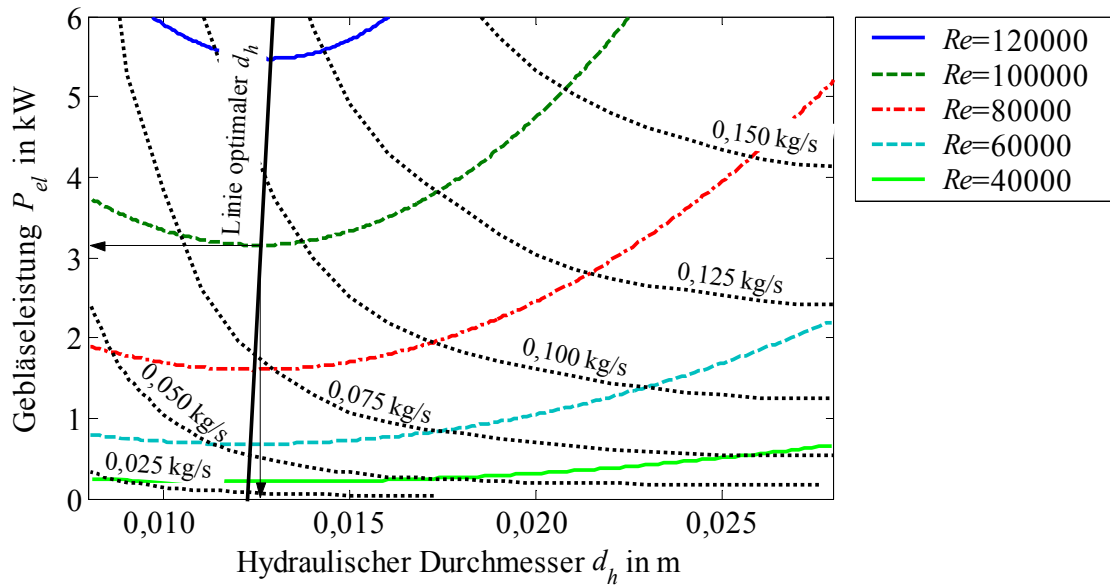


Bild 7.19: Elektrische Gebläseleistung P_{el} in Abhängigkeit des hydraulischen Düsenaustrittsdurchmessers d_h und der Reynolds-Zahl für eine Kühlkonfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen.

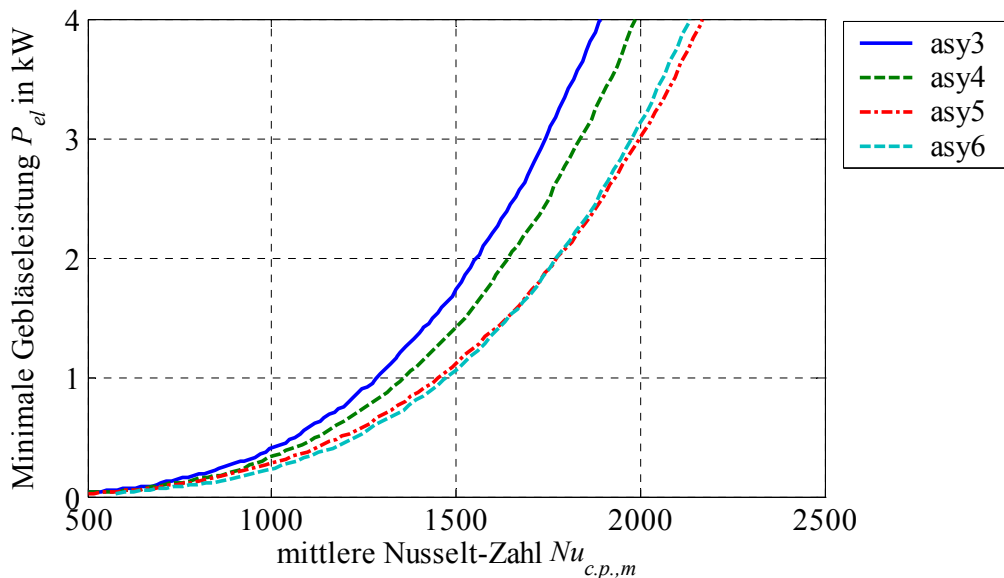


Bild 7.20: Vergleich verschiedener, asymmetrischer Kühlkonfigurationen mit zwischen drei und sechs gleichzeitig aktiven Düsen hinsichtlich des Energieverbrauchs des Gebläses.

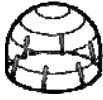


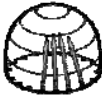
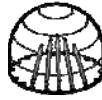
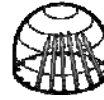
Für die in Kapitel 7.5 betrachtete, asymmetrische Kühlkonfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen (siehe auch Tabelle 7.11 und Bild 7.14) beträgt die mittlere Nusselt-Zahl $Nu_{c.p.,m}=1360$. Aus Bild 7.20 ergibt sich eine elektrische Gebläseleistung von 0,8 kW. Angenommen ein Strang eines Receiverclusters, bestehend aus Nieder-, Mittel- und Hochtemperatur-Modul mit externer Fensterkühlung, besitze eine thermische Leistung von 1 MW_{th} und der angekoppelte Wärmekraftprozess einen thermischen Wirkungsgrad von 50%, dann läge der parasitäre, Stromverbrauch der aktiven Fensterkühlung im Bereich von nur 1,6 Promille der erzeugten, elektrischen Leistung.

7.6.3 Vergleichende Gegenüberstellung der Kühlkonfigurationen

Die einzelnen Kühlkonfigurationen sind in Tabelle 7.17 hinsichtlich der Erfüllung der diskutierten Kriterien bewertet. Einen visuellen Eindruck der Güte der Wärmeübergangsverteilung auf der Fensteroberfläche gibt Bild 7.21, in der simulierte Temperaturverteilungen auf der Fensterinnenseite abgebildet sind.

In der letzten Zeile von Tabelle 7.17 ist die Endbewertung dargestellt. Hierbei führte eine einzige mangelhafte Bewertung eines Kriteriums bereits zu einer mangelhaften Endbewertung. Die unverdrallte und verdrehte, symmetrische Kühlkonfigurationen sind daher mit mangelhaft bewertet. Die asymmetrische Konfiguration mit Massenstrom-Pulsation mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen schneidet am besten ab, dicht gefolgt von der asymmetrischen Konfiguration mit vier Düsen.

Tabelle 7.17: Vergleichende Gegenüberstellung und Bewertung der Kühlkonfigurationen.

	Symmetrisch	Sym.verdrallt	Asymmetrisch, pulsierend			
Kühlkonfiguration						
Anzahl aktiver Düsen n	6	6	3	4	5	6
1. Kriterium: Homogenität der Wärmeübergangsverteilung in Fensterumfangsrichtung						
siehe Tabelle 7.15	--	-	++	++	++	+
2. Kriterium: Kongruenz Wärmeübergangsprofile mit dem Anforderungsprofil in Lauflänge						
siehe Bild 7.18	n.b. ¹	--	0	+	+	0
3. Kriterium: Minimale Gebläseleistung						
siehe Bild 7.20	n.b. ¹	n.b. ¹	0	+	++	++
Endbewertung						
Punktesumme	-- ²	-- ²	++	++++	+++++	+++

Bewertung: ++ sehr gut, + gut, 0 befriedigend, - ausreichend, -- mangelhaft

¹ n.b. = nicht bewertet, da Wärmeübergangsverteilung mangelhaft (--).

² Eine mangelhafte Bewertung innerhalb eines Kriteriums führt zu einer mangelhaften Endbewertung

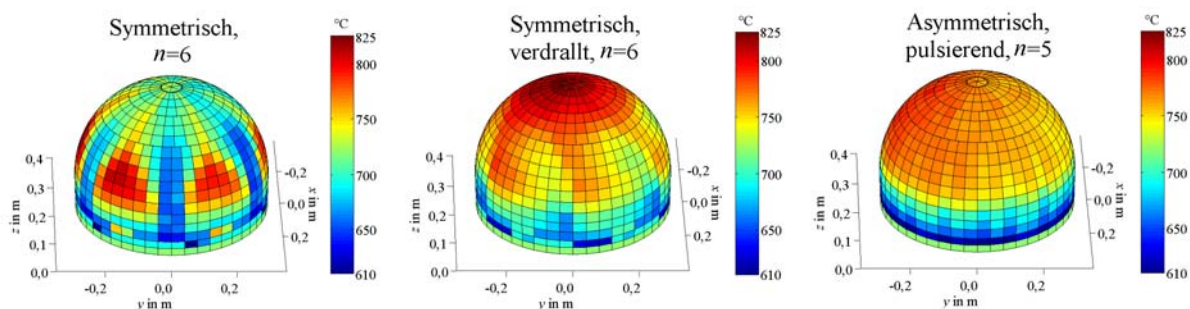


Bild 7.21: Vergleichende Gegenüberstellung der Temperaturverteilung auf der Fensterinnenseite für die untersuchten Kühlkonfigurationen.

7.6.4 Einfluss der Umlaufperiodendauer bei Massenstrom-Pulsation

Bei der asymmetrischen Kühlkonfiguration mit Massenstrom-Pulsation wird ein Punkt der Fensteroberfläche einer zeitlich fluktuierenden Kühlung ausgesetzt. Ziel dieser Untersuchung ist die Ermittlung der im Glas hervorgerufenen, zeitlichen Temperaturänderungen in Abhängigkeit der Umlaufperiodendauer des gut gekühlten Gebietes. Hierfür wird ein eindimensionales, transientes Modell aufgestellt.

Im Folgenden wird ein infinitesimales, über die Glasdicke (transversal) diskretisiertes Volumenelement betrachtet. Für die in Richtung Absorber bzw. Umgebung weisenden Oberflächen des Volumenelements wird die solare Bestrahlungsstärke über eine HELIOS/SORSIM-Simulation ermittelt. Es wird die Heliostatenkonfiguration aus Tabelle 3.1 (Seite 14) verwendet. Mit Hilfe einer SOLREWIND-Simulation erfolgt die Berechnung der thermischen Bestrahlung für eine Auslassabsorber-Temperatur von 1000°C. Der Wärmeeintrag in das Volumenelement durch absorbierte Wärme- und Solarstrahlung wird dann entsprechend der spektralen Zusammensetzung tiefenabhängig berücksichtigt. Es wird angenommen, dass die Bestrahlung näherungsweise stationär sei. Die Emission von Wärmestrahlung der einzelnen Diskretisierungselemente an die Umgebung und den Absorber wird zeitabhängig modelliert. Der Wärmetransport im Inneren des Quarzglasvolumens erfolgt durch kombinierte Wärmestrahlung und Wärmeleitung. Er wird über eine effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} modelliert (siehe auch [65]). An den beiden Oberflächen des Volumenelements wird jeweils zusätzlich ein konvektiver Wärmestrom berücksichtigt. An der innen liegenden Oberfläche tritt Konvektion durch die Absorberströmung auf, an der außen liegenden Fläche Konvektion durch den zeitlich fluktuierenden Wärmeübergang der Fensterkühlung. Der zeitliche Verlauf des Wärmeübergangs der Fensterkühlung wurde durch eine Transformation aus der räumlichen Abfolge gemessener Wärmeübergangskoeffizienten längs einer horizontalen Umfangslinie einer bestimmten Lauflänge ermittelt. Die Berechnungen gelten also unter der nur näherungsweise korrekten Annahme, dass sich eine Massenstrom-Pulsation nicht auf den Wärmeübergang auswirkt. In Simulationen wurde gezeigt, dass der Einfluss der Querleitung (lateral) auf die Dynamik des Systems vernachlässigbar ist. Das Modell ist in der Simulationsumgebung DYMOLA in der Simulationssprache MODELICA implementiert.

Das transiente Verhalten wurde an drei Positionen auf dem Quarzglasfenster jeweils für verschiedene Umlaufperiodendauern des gut gekühlten Gebietes untersucht. Die Positionen sind so gewählt, dass sowohl Punkte mit hohen als auch mit geringen, zeitlichen Änderungen des Wärmeübergangs vertreten sind. Bild 7.22 veranschaulicht den zeitlichen Verlauf des Wärmeübergangs an einem Punkt mit großen, zeitlichen Änderungen (Lauflänge $L=0,37 \cdot L_{max}$) für eine Umlaufperiodendauer von $T_{per}=20$ s. Zusätzlich sind die Zeitverläufe der beiden Oberflächentemperaturen auf der Fensterinnen- (T_{int}) und Fensteraußenseite (T_{ext}) abgebildet. Das Diagramm gilt für die asymmetrische Kühlkonfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen des Abschnitts 7.5 (siehe Tabelle 7.11). Am Temperaturverlauf auf der Fensteraußenseite ist zu erkennen, dass die Änderungen des Wärmeübergangs bei einer Umlaufdauer von $T_{per}=20$ s schneller sind, als dass ein stationärer Zustand erreicht würde. Die Temperaturstörungen werden in transversaler Richtung über die Glasdicke stark gedämpft, so dass an der internen Seite kaum noch Temperaturänderungen wahrnehmbar sind. Die maximale, zeitliche Temperaturdifferenz an der externen Seite beträgt ca. 50 K, an der internen Seite nur

noch ca. 3 K. Aufgrund des sehr niedrigen Ausdehnungskoeffizienten von Quarzglas und der dadurch sehr hohen Temperaturwechselbeständigkeit wird angenommen, dass häufige Temperaturwechsel in der Größenordnung von 50 K unkritisch sind.

Bild 7.23 zeigt die maximale, zeitliche Temperaturdifferenz der externen Fensterseite bei Variation der Umlaufdauerperiodendauer des gut gekühlten Gebietes für verschiedene Positionen des Quarzglas. Für eine Periodendauer von $T_{per}=20$ s ist die maximale, zeitliche Temperaturdifferenz kleiner als ca. 50 K, für $T_{per}=30$ s beträgt sie ca. 60 K. Die durch die fluktuierende Kühlung über den Umfang zusätzlich entstehenden Temperaturgradienten (<7 K/cm bei $T_{per}=30$ s) sind kleiner als andere, im Glas vorliegende Temperaturgradienten. Sie sollten daher die Zugspannungen im Glas nicht signifikant erhöhen. Da die Strömungsverteilung noch einfach realisierbar ist, und die maximale, zeitliche Temperaturdifferenz nicht zu groß wird, werden Umlaufperiodendauern zwischen 20 s und 30 s als sinnvoll erachtet.

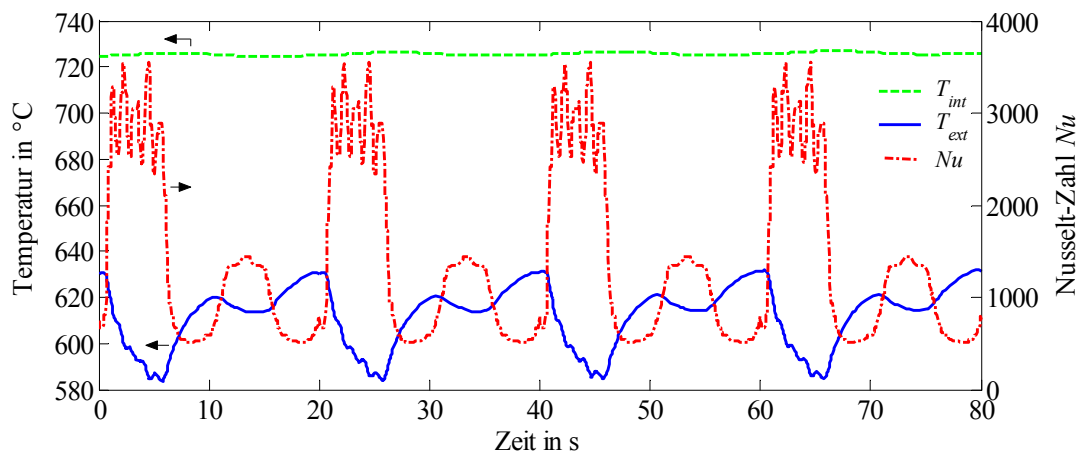


Bild 7.22: Zeitlicher Verlauf des Wärmeübergangs der externen Fensterkühlung und Zeitverläufe der Temperatur an der Fensterinnen- (T_{int}) und Fensteraußenseite (T_{ext}). (Punkt der Lauflänge $0,37 \cdot L_{max}$; $T_{per}=20$ s; Details siehe Tabelle 7.11).

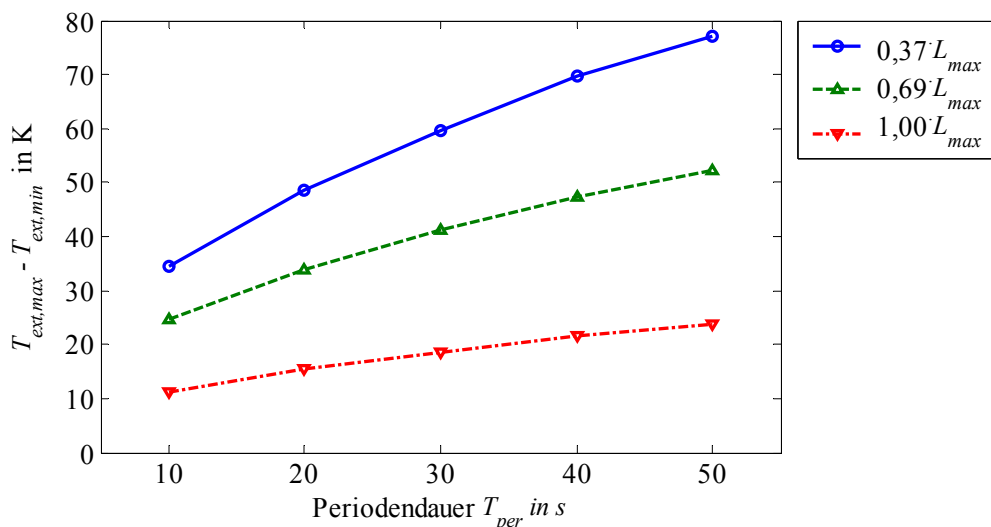


Bild 7.23: Maximale, zeitliche Temperaturdifferenz an der Fensteraußenseite bei Variation der Umlaufperiodendauer T_{per} an drei verschiedenen Positionen des Fensters (Details siehe Tabelle 7.11).

7.7 Leitfaden für eine Auslegung der externen Fensterkühlung

Dieses Unterkapitel gibt eine Übersicht, wie mit den ermittelten Korrelationen und Diagrammen ohne Hilfe eines Computers eine Auslegung für eine externe Fensterkühlung erstellt werden kann. Bei Änderung der in dieser Arbeit getroffenen Annahmen ist eine erneute Detailauslegung mit den aufgestellten Simulationsmodellen erforderlich.

- *Ermittlung des mindestens erforderlichen Wärmeübergangs für eine maximale Fenstertemperatur von 800°C.* Aus Bild 3.6 (Seite 28) lässt sich hierzu die mindestens erforderliche, maximale Nusselt-Zahl $Nu_{c.p.,max}$ ermitteln. Aus Bild 7.18 (Seite 114) ist ersichtlich, dass die asymmetrischen Kühlkongfigurationen mit Massenstrom-Pulsation nur geringe Abweichungen von ihrem Mittelwert längs der Lauflänge L des Fensters aufweisen. So beträgt die relative Variationsbreite einer asymmetrischen Konfiguration mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen weniger als 20%. Um sicher zu stellen, dass die Fenstertemperatur an keiner Stelle 800°C überschreitet, wird die aus Bild 3.6 ermittelte maximale Nusselt-Zahl $Nu_{c.p.,max}$ als Mittelwert für die Kühlung angesetzt, d. h. $Nu_{c.p.,m} \approx Nu_{c.p.,max}$
- *Auswahl der gewünschten Kühlkongfiguration und Berechnung der notwendigen Reynolds-Zahl.* Aus Bild 7.15 (Seite 110) lässt sich zur ermittelten Nusselt-Zahl $Nu_{c.p.,m}$ die entsprechende Reynolds-Zahl ablesen. Alternativ ist eine Berechnung mit Gleichung 7.7 und Parametern aus Tabelle 7.13 (Seite 111) möglich. Es wird die asymmetrische Konfiguration mit Massenstrom-Pulsation mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen empfohlen.
- *Ermittlung des optimalen hydraulischen Düsendurchmessers, der Gebläseleistung und des Massenstromes.* Für eine asymmetrische Konfiguration mit Massenstrom-Pulsation mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen können diese Werte aus Bild 7.19 (Seite 117) abgelesen werden, indem für die berechnete Reynolds-Zahl die minimale Gebläseleistung gesucht wird. Aus Bild 7.19 lässt sich dann der optimale Düsendurchmesser, die Gebläseleistung und der benötigte Massenstrom näherungsweise bestimmen. Alternativ lässt sich der Massenstrom nach Ermittlung des optimalen Düsendurchmessers auch aus der Reynolds-Zahl berechnen.

8 Feldmessungen zur externen Fensterkühlung

In diesem Kapitel werden Tests und Messungen an einem Hochtemperatur-Modul auf dem Testgelände der Plataforma Solar de Almería (PSA) beschrieben.

8.1 Beschreibung der solaren Testeinrichtung

Die Plataforma Solar de Almería ist das größte europäische, solare Testzentrum. Es liegt in der Wüste von Tabernas in der Provinz Almería, Südspanien. Der Grundstein wurde im Jahr 1979 gelegt, als mit dem Bau der SSPS-Anlagen (Small Solar Power Systems) der IEA und dem spanischen Projekt CESA-1 begonnen wurde. Das SSPS-Projekt umfasst eine Parabolrinnen-Anlage und eine Solarturm-Anlage mit je $500 \text{ kW}_{\text{el}}$ Leistung. CESA-1 ist eine Solarturm-Anlage, bestehend aus 300 Heliostaten (je $39,6 \text{ m}^2$) und einem Turm von 80 m Höhe. Die maximale, thermische Leistung des Heliostatenfeldes betrug ca. 9 MW_{th} . Ab 1981 wurde in einem kraftwerksähnlichen Routinebetrieb solar erzeugter Strom in das Netz eingespeist. Mit dem Jahr 1986 erfolgte der schrittweise Umbau in ein Test- und Entwicklungszentrum [7, 160].

Das Testbett des REFOS- und SOLGATE-Projektes befindet sich auf einer Plattform in 60 m Höhe im Solarturm der CESA-1 Anlage. Es ist ein Receiver-Cluster, bestehend aus Niedertemperatur (NT)-, Mitteltemperatur (MT)- und Hochtemperatur (HT)-Modul installiert, der mit einer solarisierten Gasturbine (OST3, $240 \text{ kW}_{\text{el}}$) und Generator gekoppelt ist. Das Niedertemperatur-Modul ist ein Rohrreceiver. Mittel- und Hochtemperatur-Modul sind volumetrische Receiver des Typs REFOS, wobei das Hochtemperatur-Modul mit keramischem Absorber und einer externen Fensterkühlung ausgestattet ist. Im Receivercluster wird die komprimierte Luft des Gasturbinenkompressors sukzessive von 290°C bis auf 1000°C durch Solarstrahlung erhitzt. Über eine modifizierte Brennkammer kann bei Rückgang der Solarstrahlung Kerosin nachgefeuert werden. Der Testaufbau ist in Bild 8.1 links skizziert.

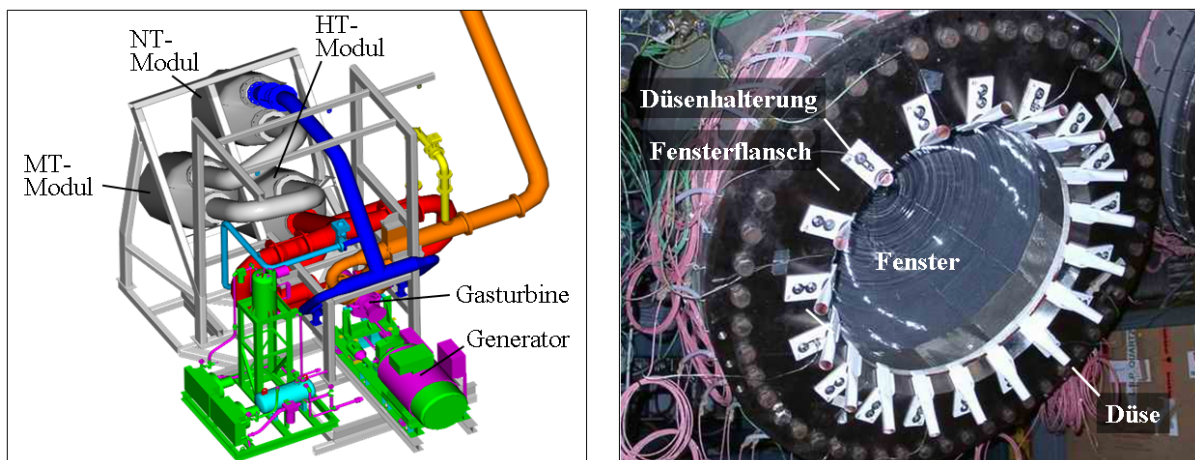


Bild 8.1: Testaufbau auf der PSA. Links: Testbett (Ansicht in nördliche Richtung, schematisch). Rechts: Vorinstallierte Düsen am Fensterflansch des HT-Moduls (Ansicht in südliche Richtung).

Die Luftversorgung und -verteilung auf die einzelnen Düsen erfolgt mit Hilfe eines Drehkolbengebläses und einem Strömungsverteiler (siehe auch Bild 6.8). Für die externe Fensterkühlung werden Schlitzdüsen verwendet, die sich in den begrenzten Raum zwischen Fensterflansch und Sekundärkonzentrator einfügen. Der benutzte Schlitzdüsentyp ist in der rechten Spalte der Tabelle 6.4 (Seite 71) beschrieben. Details des Strömungsweges der Luft vom Gebläse zur Düse sind im Rahmen der Druckverlustberechnung in Tabelle 7.16 (Seite 116) abgedruckt. In Bild 8.1 rechts sind die 18 vorinstallierten Düsen der Fensterkühlung des Hochtemperatur-Moduls zu erkennen.

Zur Vermessung des solaren Teils der Experimente wurden knapp 400 Messkanäle im 20-Sekunden- bzw. 2-Sekundentakt aufgezeichnet. Zusätzlich standen zur Überwachung Temperaturbilder einer Infrarot-Kamera zur Verfügung. Mit dem System PROHERMES [161] wurde über eine „Moving Bar“ zu verschiedenen Zeitpunkten die solare Flussdichteverteilung in der Aperturfläche bestimmt. Zur Messung der Fenster- und Absorbertemperatur diente ein Infrarot-Scanner [162], der direkt vor dem HT-Modul installiert war. Er besteht aus einem zweiachsig beweglichen, vor Solarstrahlung geschützten Umlenkspiegel, einem Strahlenteiler und zwei Strahlungspyrometern, die mit Hilfe von Bandpassfiltern in Spektralbereichen außerhalb des Solarspektrums messen. Der spektrale Messbereich für die Absorbertemperatur-Messung liegt bei $(2,63 \pm 0,12) \mu\text{m}$, der Bereich für die Fenstertemperatur-Messung zwischen $5,1$ und $5,5 \mu\text{m}$. Emittierte Wärmestrahlung von Fenster bzw. Absorber des HT-Moduls gelangen über den Umlenkspiegel und die Strahlenteiler in die beiden Pyrometer, wo Messsignale für Fenster- bzw. Absorbertemperatur erzeugt werden. Während eines drei bis fünf Minuten dauernden Messzyklus wird durch die Bewegung des Spiegels die gesamte Oberfläche der Messobjekte abgescannt, so dass als Ergebnis Temperaturkarten von Fenster und Absorber vorliegen. Es wird von einer Messungenauigkeit von kleiner als $\pm 3\%$ bezogen auf die Kelvintemperatur ausgegangen.

8.2 Durchgeführte Messungen

Insgesamt wurde die solarisierte Turbine in verschiedenen Testphasen der Jahre 2002 bis 2004 knapp 185 h betrieben, wobei während ca. 135 h Solarstrahlung eingekoppelt wurde [27]. In den Testphasen des Sommers 2003 (Phase 2 des SOLGATE-Projekts) und des Sommers 2004 (HST-Projekt nach Problemen mit der internen Fensterkühlung) wurde die externe Fensterkühlung eingesetzt.

Während der Testphasen fand eine schrittweise Steigerung der Receivertemperaturen statt. Die Versuche zur Untersuchung des Problems der Fensterüberhitzung und zur externen Fensterkühlung können in zwei Kategorien eingeteilt werden:

- *Versuche ohne Fensterkühlung bei verschiedenen Temperaturniveaus.* Diese Versuche dienten zur Validierung des thermodynamischen Receivermodells (SOLREWIN, Kapitel 3) sowie den verwendeten, strahlungsphysikalischen Daten, ohne den Einfluss und die Unsicherheiten einer verstärkten Konvektion durch die Fensterkühlung.
- *Versuche mit Fensterkühlung.* Mit diesen Versuchen sollte die Funktionsfähigkeit des Konzepts der externen Fensterkühlung demonstriert werden. Ziel war die Erreichung einer Receiveraustrittstemperatur von 1000°C bei Einhaltung einer maximalen Fenster-

temperatur von 800°C. Zusätzlich dienten sie zur Validierung des thermodynamischen Receivermodells (Kapitel 3) in Kombination mit gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten der Fensterkühlung (Kapitel 6, 7).

8.3 Messergebnisse im Vergleich mit Simulationsrechnungen

Hinsichtlich der Fensterproblematik wurden zwei Versuchszeitpunkte bei deaktivierter Fensterkühlung und verschiedenen Temperaturniveaus sowie zwei Zeitpunkte mit aktivierter Fensterkühlung näher ausgewertet. Es wurden Zeitpunkte mit möglichst stationären Einstrahlungs- und Betriebsbedingungen ausgewählt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende Messdaten bzw. aus gemessenen Größen abgeleitete Daten zur Auswertung eingesetzt: Solare Strahlungsflussdichtekarten, Temperaturkarten des Infrarot-Scanners von Absorber und Fenster, Wärmeeinträge in das Kühlwasser von Fensterflansch, Kessel und Sekundärkonzentrator sowie Betriebsdruck und Temperaturen von ein- und ausströmender Luft. Aufgrund einer defekten Staudrucksonde traten bei der Bestimmung des Luftmassenstromes durch den Receiver Diskrepanzen zwischen $\pm 10\%$ und $\pm 20\%$ auf, so dass der Receiverwirkungsgrad messtechnisch nicht befriedigend erfasst werden konnte. Auf eine Darstellung dieses Wertes wird daher verzichtet.

Um die im Rahmen dieser Arbeit erstellten Modelle zu validieren und messtechnisch nicht zugängliche Größen zu ermitteln, wurden die ausgewählten Versuchszeitpunkte nachsimuliert. Das Heliostatenfeld wurde mit HELIOS simuliert. Aufgrund des unbekannten Reflexionsgrades der Heliostaten zum Testzeitpunkt (Verschmutzung) sowie einer ungenauen DNI-Messung erfolgte eine Anpassung von Reflexionsgrad bzw. DNI bis die integrierte Leistung der Eintrittsapertur in Simulation und Strahlungsflussdichte-Messung näherungsweise übereinstimmten. Danach wurde die Solarstrahlung mit SORSIM durch Sekundärkonzentrator und Fenster bis zum Absorber verfolgt. Durch eine Erhöhung der Absorptivität der Sekundärkonzentratorspiegel um 0,7 Prozentpunkte über ihren Sollwert (Verschmutzung, Degradation) wurde eine weitgehende Übereinstimmung der simulierten, absorbierten Wärmeleistung mit dem gemessenen Wärmeeintrag in das Sekundärkonzentratorkühlwasser geschaffen. Reflexion von Solarstrahlung am Absorber wurde pauschal mit einem Prozent berücksichtigt [163]. Die gemessene Absorbertemperatur-Verteilung diente als Temperatur-Randbedingung für den Absorber in den SOLREWINSimulationen. Die Konvektions-Randbedingung der Fensteraußenseite wurde bei Versuchen ohne Fensterkühlung mit einer FLUENT-Simulation ermittelt. Bei Versuchen mit aktiver Fensterkühlung fanden die in den Labormessungen ermittelten Werte Anwendung. Die Konvektions-Randbedingung der Fensterinnenseite wurde überschlägig mit Hilfe des fehlerbehafteten, gemessenen Receivermassenstroms bestimmt. Verluste über den wassergekühlten Fensterflansch wurden nur messtechnisch erfasst.

8.3.1 Versuche ohne Fensterkühlung

Am 30.07.2004 fand ein Versuch bei deaktivierter Fensterkühlung und verschiedenen Temperaturniveaus statt. Um 11:15 h UTC betrug die Luftaustrittstemperatur des HT-Moduls ca. 690°C, um 12:25 h UTC betrug sie knapp 800°C. In dem betrachteten Zeitraum waren auf den Receivercluster insgesamt 41 Heliostate fokussiert, wobei auf das HT-Modul (Zielpunkt AP5) 15 Heliostate ausgerichtet waren. Der Anstieg der Luftaustrittstemperatur zwischen den betrachteten Zeitpunkten erfolgte hauptsächlich durch eine Reduktion des Receivermassenstromes.

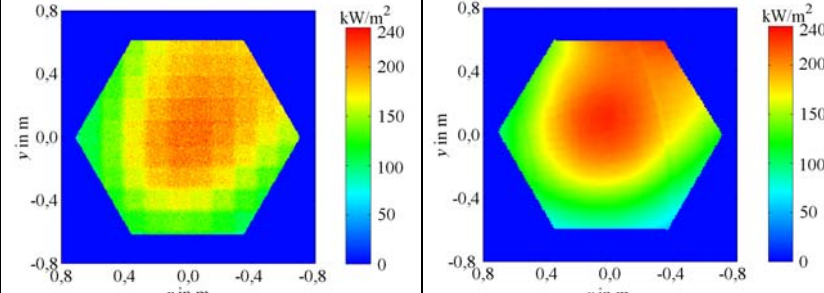
In Tabelle 8.1 sind Mess- und Simulationsergebnisse des Zeitpunktes 12:25 h UTC aufgeführt. Im oberen Teil der Tabelle sind die Betriebsparameter sowie die simulierte und gemessene Strahlungsflussdichte-Verteilung des HT-Moduls dargestellt. Die Luftaustrittstemperatur betrug 797°C, die mittlere Auslassabsorber-Temperatur 850°C und die eingestrahlte, solare Leistung ca. 213 kW.

Im mittleren Teil der Tabelle erfolgt eine Auflistung der für eine energetische Bewertung relevanten Energieströme des Receivermoduls. Der Wirkungsgrad des Sekundärkonzentrators betrug ca. 89,5%. Im Quarzglasfenster wurden ca. 1,7% der eingestrahnten Solarstrahlung absorbiert, und 1,9% reflektiert. Nach Abzug der Receiververluste (Reflexion Solarstrahlung am Absorber, thermische Abstrahlung von Fenster und Absorber, Verluste durch freie Konvektion am Fenster sowie Verluste über Fensterflansch und Kessel) berechnet sich ein Wirkungsgrad des HT-Moduls von 72,2%. In den unteren beiden Abschnitten der Tabelle 8.1 sind die Wärmeströme an Fenster und Sekundärkonzentrator aufgelistet.

Simulierte und gemessene Fenstertemperaturen sind in Tabelle 8.2 dargestellt. Die simulierte, mittlere Fenstertemperatur an der Außenseite ist mit 674°C etwas höher als die gemessene, mittlere Temperatur von 660°C (jeweils ohne Fensterfußbereich). Die maximale Temperatur der Fensteraußenseite beträgt 728°C und stimmt in Simulation und Messung überein. Die Abweichung in der mittleren Fenstertemperatur liegt innerhalb der Messgenauigkeit des Infrarot-Scanners. Die Temperaturen der Fensterinnenseite sind im Mittel um ca. 32 K höher als an der Außenseite.

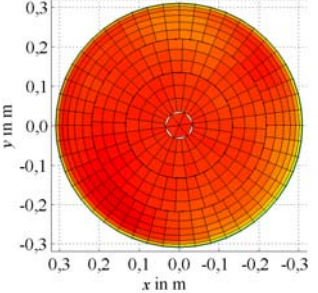
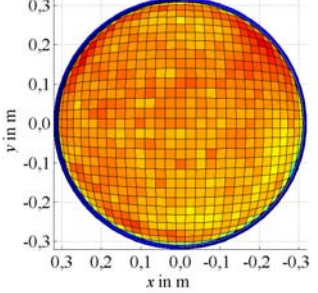
Die simulierte und gemessene Temperaturverteilung des Fensters ist ähnlich. Die Temperatur nimmt vom Scheitel zum Fensterfuß hin ab. Zusätzlich sind Bereiche links unten und rechts oben in den Frontalansichten des Fensters der Tabelle 8.2 etwas heißer als der Rest des Fensters. Die Bereiche höherer Temperatur resultieren aus einer Überlagerung der Effekte einer inhomogenen Absorbertemperatur-Verteilung und einer stärkeren Absorption von Solarstrahlung im Fenster in Bereichen mit höheren Strahlungsflussdichten. Inhomogene Absorbertemperaturen ergeben sich zum einen durch eine nichthomogene, solare Strahlungsflussdichte-Verteilung und zum anderen durch Unterschiede in der Durchströmung des Absorbers. Beim eingebauten Absorber waren insbesondere die unteren Randbereiche des Auslassabsorbers aus konstruktiven Gründen schlechter durchströmt.

Tabelle 8.1: Betriebsparameter und Energieströme am 30.07.2004 um 12:25 h UTC (800°C).

	Simulation	Messung		
Betriebsparameter des Versuches				
Datum, Uhrzeit	30. Juli 2004, 12:25 h UTC			
Receiverlufttemperaturen	Eintritt: 645°C; Austritt: 797°C			
Receivermassenstrom	ca. 0,9 kg/s ¹			
Receiverdruck	4,9 bar			
Fensterkühlung	deaktiviert			
Absorbtemperaturen	Mittelwert Auslassabs.: 850°C; Maximalwert: 943°C			
Anzahl der Heliostate	insgesamt 41 Heliostate (AP3: 13; AP4: 13; AP5: 15)			
Strahlungsflussdichte- verteilung HT-Modul				
Gesamtreceiver-System Hochtemperatur-Modul: Energieströme				
Leistung in Sekundärk.	A,B 214,0 kW	100,0%	213,1 kW	100,0%
Reflexion Solarstr. im Sek.	B -5,6 kW	-2,6%	-	-
Absorption Solarstr. im Sek.	B -16,8 kW	-7,9%	-	-
Leistung in HT-Modul	191,6 kW	89,5%	-	-
Absorption Solarstr. Fenster	B -3,6 kW	-1,7%	-	-
Reflexion Solarstr. Fenster	B -4,0 kW	-1,9%	-	-
Leistung auf Absorber	184,0 kW	86,0%	-	-
Reflexion Solarstr. Absorber	C -2,1 kW	-1,0%	-	-
Thermische Abstrahlung ²	D -16,2 kW	-7,6%	-	-
Konvektionsverlust Fenster	D,E -1,8 kW	-0,8%	-	-
Verlust über Fensterflansch	F -7,1 kW	-3,3%	-7,1 kW	-3,3%
Verlust über Kessel	G -2,3 kW	-1,1%	⁴ -2,4 kW	-1,1%
Leist. in Arbeitsmedium	154,5 kW	72,2%	-	³ -
Wirkungsgrad HT-Modul		72,2%		³ -
Fenster: Wärmeströme				
Absorbierte Wärmestr.	D 40,1 kW		-	
Absorbierte Solarstr.	B, D 3,6 kW		-	
Emittierte Wärmestr.	D -42,5 kW		-	
Freie Konvektion ext. Seite	D,E -1,8 kW		-	
Konvektion interne Seite	D 0,6 kW		-	
Sekundärkonzentrator: Wärmeströme				
Absorption Solarstr. Sek.	B -16,8 kW		-	
Absorption Wärmestr. Sek.	D -6,2 kW		-	
absorbierte Gesamtleistung	-23,0 kW		⁴ -23,1 kW	

¹ aus Berechnungen abgeschätzt, da Massenstrommessgerät defekt² Thermische Abstrahlung von Absorber und Fenster³ nicht ausgewertet, da Massenstrommessgerät defekt⁴ Messwert fehlerbehaftet, da nicht ideal stationär.^A Helios; ^B Sorsim; ^C Voreco (1% siehe [163]); ^D Solrewin; ^E Fluent; ^F Messung; ^G Berechnung [164]

Tabelle 8.2: Fenstertemperaturen am 30.07.2004 um 12:25 h UTC (800°C Receiveraustrittstemperatur, Versuch ohne Fensterkühlung).

	Simulation	Messung
Fenster: Temperaturen auf der externen Seite		
Mittelwert ($z > 0,0 / 0,05$ m)	657 / 674°C	- / (660±28)°C
Maximalwert	728°C	(728±30)°C
Temperaturverteilung (Frontalansicht Fenster)		
Fenster: Temperaturen auf der internen Seite		
Mittelwert ($z > 0,0 / 0,05$ m)	688 / 706°C	- / -
Maximalwert	775°C	-

Simulationswerte aus Solrewin; Messwerte ermittelt mit IR-Scanner [162]

Zum Zeitpunkt 11:15 h UTC betrug die Luftaustrittstemperatur 689°C und die eingestrahelte, solare Leistung ca. 207 kW. Aus Platzgründen wird auf eine detaillierte Darstellung in Tabellenform verzichtet. Aufgrund der im Vergleich zum Zeitpunkt 12:25 h UTC niedrigeren Temperaturen sind die Receiververluste kleiner. Der Wirkungsgrad des HT-Moduls wird zu 075,6% berechnet. Es wurde eine gemittelte Fenstertemperatur von 585°C gemessen (ohne Fensterfußbereich). Die maximale, gemessene Fenstertemperatur betrug 651°C. Auch bei diesem Temperaturniveau stimmen die simulierten Fenstertemperaturen mit den Messungen innerhalb der Messungenauigkeit des IR-Scanners überein.

8.3.2 Versuche mit Fensterkühlung

Eine ganze Reihe von Versuchen mit aktivierter Fensterkühlung wurde durchgeführt. Am 10.08.2004 konnte mit Luftaustrittstemperaturen von ca. 1030°C das gesetzte Ziel von 1000°C erreicht werden. Aufgrund instationärer Testbedingungen eignet sich dieser Testtag für eine nähere Betrachtung jedoch nicht. Stattdessen wurde für den Testzeitpunkt 06.08.2004, 11:28 h UTC eine detaillierte Auswertung vorgenommen. In Tabelle 8.3 sind Betriebsparameter und Energieströme dargestellt.

Zum Auswertezeitpunkt waren 48 Heliostate fokussiert, von denen 19 auf das HT-Modul (AP5) ausgerichtet waren. Die Luftaustrittstemperatur des HT-Moduls betrug 967°C, die mittlere Auslassabsorber-Temperatur 1014°C und die eingestrahelte solare Leistung ca. 257 kW. Der Wirkungsgrad des Sekundärkonzentrators ist mit 87,9% etwas kleiner als in den zuvor vorgestellten Zeitpunkten vom 30.07.2004. Dies liegt an dem Einsatz zusätzlicher Heliostate, deren Wirkungsgrad hinsichtlich der Transmission durch den Sekundärkonzentrator schlechter ist als der bereits eingesetzten. Durch die höheren Receivertemperaturen ist die

thermische Abstrahlung gegenüber den Versuchen bei niedrigeren Temperaturen erhöht. Die externe Fensterkühlung erhöht den Konvektionsverlust am Fenster auf ca. 17 kW. Der Wirkungsgrad des HT-Moduls beträgt während des Testzeitpunkts aufgrund der geringen, solaren Bestrahlungsleistung bei hohen thermischen Verlusten nur 62,3%. In einem realen Kraftwerk würde ein Hochtemperatur-Receiver mit einer deutlich höheren Solarstrahlungsflussdichte beaufschlagt werden. Entspräche die solare Bestrahlung Designbedingungen (siehe Tabelle 3.1, Seite 14), würde der Modulwirkungsgrad bei rund 73% liegen.

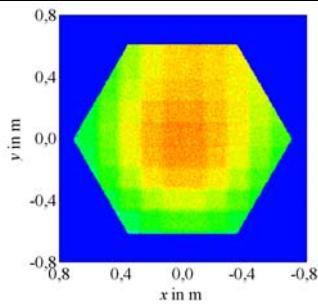
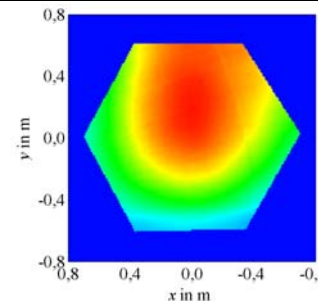
In Tabelle 8.4 sind Details zur Fensterkühlung sowie simulierte und gemessene Fenstertemperaturen aufgeführt. Es wurde die asymmetrische Kühlkonfiguration mit Massenstrom-Pulsation mit fünf gleichzeitig aktiven Düsen bei einer Reynolds-Zahl von $Re=41500$ eingesetzt. Mit den verwendeten Schlitzdüsen ergibt dies eine mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit von ca. 51 m/s.

Die Massenstrom-Pulsation resultiert in einem zeitlich variablen Temperaturfeld des Fensters. Da die Messdauer des Infrarot-Scanners (drei bis fünf Minuten) über der Umlaufperiodendauer des gut gekühlten Gebietes ($T_{per}=22$ s) liegt, ist ein Temperaturbild aus Pixel verschiedener Zeitpunkte des Umlaufs der Kühlzone zusammengesetzt. Die dadurch entstehende Spaltenstruktur in der Fenstertemperaturverteilung konnte durch eine Mittelung über drei Scanvorgänge zwischen 11:15 h und 11:28 h reduziert werden. Jedoch kann die reale, maximale Fenstertemperatur trotzdem etwas über der gemessenen, maximalen Fenstertemperatur liegen. Der gemessene Mittelwert sollte innerhalb der Fehlerbandbreite des IR-Scanners korrekt sein. Die simulierten Temperaturen stellen zeitlich gemittelte Werte dar.

Die simulierte, mittlere Fenstertemperatur an der Außenseite ist mit 627°C geringfügig kleiner als die gemessene, mittlere Temperatur von 642°C (jeweils ohne Fensterfußbereich). Die Abweichung liegt jedoch innerhalb der Messgenauigkeit des IR-Scanners. Ebenso stimmen die Temperaturmaximalwerte an der Fensteraußenseite in Simulation und Messung innerhalb ihrer Schwankungsbreite überein. Die maximale Fenstertemperatur auf der internen Fensterseite beträgt ca. 814°C (Simulation), was die Maximaltemperatur von 800°C nur minimal überschreitet. Durch die Einstellung eines geringfügig höheren Gebläse-Massenstroms hätte die gesetzte Maximaltemperatur eingehalten werden können.

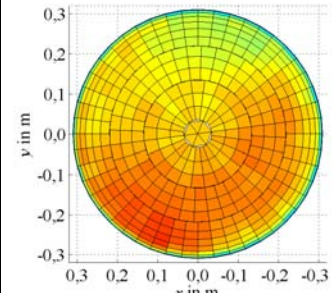
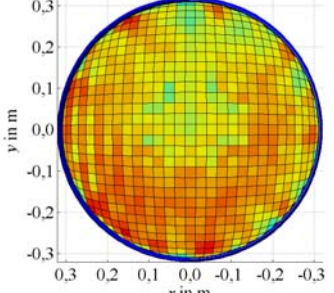
Zum Vergleich von Simulation und Messung sei noch angemerkt, dass auch die Simulationsergebnisse fehlerbehaftet sein können. So sind Randbedingungen der Simulationen mit Unsicherheiten behaftet. Die wichtigsten sind Unsicherheiten in den Quarzglasdaten, Unsicherheiten in der Bestimmung des Kühlgebläse-Massenstromes der Fensterkühlung, Unsicherheiten in der als Randbedingung aufgetragenen Absorbertemperaturen und konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten. Hinzu kommen noch die durch Modellannahmen verursachten Modellierungsfehler. Iterations- und Diskretisierungsfehler sind in den Simulationen minimiert worden. Da die Abweichung zwischen Simulation und Messung innerhalb der Fehlerbandbreite des IR-Scanners liegt, wurden die entwickelten Modelle und Korrelationen erfolgreich validiert.

Tabelle 8.3: Betriebsparameter und Energieströme am 06.08.2004 um 11:28 h UTC (970°C).

	Simulation	Messung
Betriebsparameter des Versuches		
Datum, Uhrzeit	06. August 2004, 11:28 h UTC	
Receiverlufttemperaturen	Eintritt: 743°C; Austritt: 967°C	
Receivermassenstrom	ca. 0,6 kg/s ¹	
Receiverdruck	4,9 bar	
Fensterkühlung	aktiviert (Details siehe Tabelle 8.4)	
Absorbtemperaturen	Mittelwert Auslassabs.: 1014°C; Maximalwert: 1122°C	
Anzahl der Heliostate	insgesamt 48 Heliostate (AP3: 16; AP4: 13; AP5: 19)	
Strahlungsflussdichte- verteilung HT-Modul ²		
Gesamtreceiver-System Hochtemperatur-Modul: Energieströme		
Leistung in Sekundärk.	A,B 256,7 kW	100,0%
Reflexion Solarstr. im Sek.	^B -10,1 kW	-3,9%
Absorption Solarstr. im Sek.	^B -21,1 kW	-8,2%
Leistung in HT-Modul	225,5 kW	87,9%
Absorption Solarstr. Fenster	^B -4,3 kW	-1,7%
Reflexion Solarstr. Fenster	^B -4,6 kW	-1,8%
Leistung auf Absorber	216,6 kW	84,4%
Reflexion Solarstr. Absorber	^C -2,6 kW	-1,0%
Thermische Abstrahlung ³	^D -23,7 kW	-9,2%
Konvektionsverlust Fenster	^{D,E} -17,1 kW	-6,7%
Verlust über Fensterflansch	^F -10,8 kW	-4,2%
Verlust über Kessel	^G -2,7 kW	-1,0%
Leist. in Arbeitsmedium	159,8 kW	62,3%
Wirkungsgrad HT-Modul	62,3%	⁴ -
Fenster: Wärmeströme		
Absorbierte Wärmestr.	^D 51,0 kW	-
Absorbierte Solarstr.	^{B,D} 4,3 kW	-
Emittierte Wärmestr.	^D -41,0 kW	-
Fensterkühlung ext. Seite	^{D,E} -17,1 kW	-
Konvektion interne Seite	^D 2,8 kW	-
Sekundärkonzentrator: Wärmeströme		
Absorption Solarstr. Sek.	^B -21,1 kW	-
Absorption Wärmestr. Sek.	^D -6,7 kW	-
absorbierte Gesamtleistung	-27,8 kW	⁵ -31,9 kW

¹ aus Berechnungen abgeschätzt, da Massenstrommessgerät defekt² Messzeitpunkt der Strahlungsflussdichteverteilung um 10:52 h UTC. Werte entsprechend DNI-Änderung korrigiert.³ Thermische Abstrahlung von Absorber und Fenster⁴ nicht ausgewertet, da Massenstrommessgerät defekt⁵ Messwert fehlerbehaftet, da nicht ideal stationär.^A Helios; ^B Sorsim; ^C Voreco (1% siehe [163]); ^D Solrewin; ^E Messung (Kap. 7.5); ^F Messung; ^G Berechnung [164]

Tabelle 8.4: Fenstertemperaturen und Konfiguration der Fensterkühlung am 06.08.2004 um 11:28 h UTC (970°C Receiveraustrittstemperatur).

	Simulation	Messung
Fensterkühlung: Asymmetrische Konfiguration mit Massenstrom-Pulsation		
Düsenverteilung	$n=18$, gleichverteilt über Fensterumfang; simultan beaufschlagt: $n=5$	
Düsenorientierung	$\varphi_F=0^\circ$; $\vartheta_F=0^\circ$	
Düsentyp	rechteckig 0,033 m x 0,006 m $\rightarrow d_H=0,016$ m	
Massen- / Volumenstrom	0,055 kg/s / 181 m ³ /h	
Reynoldszahl	$Re=41500$	
Umlaufperiodendauer	$T_{per}=22$ s	
Fenster: Temperaturen auf der externen Seite		
Mittelwert ($z>0,0$ / 0,05 m)	615 / 627°C	- / (642±27)°C
Maximalwert	(705+Δ T_1)°C	(728±30+Δ T_2)°C
Temperaturverteilung (Frontalansicht Fenster)		
Fenster: Temperaturen auf der internen Seite		
Mittelwert ($z>0,0$ / 0,05 m)	702 / 719°C	- / -
Maximalwert	814°C	-

Simulationenwerte aus Solrewin

Messwerte ermittelt mit IR-Scanner [162]. Pixel stellen Momentanwerte zu unterschiedlichen Zeitpunkten eines Scans dar.

Am 18.06.2003 wurde ein Versuch zum transienten Temperaturverhalten der Fensteraußenfläche bei Nutzung der asymmetrischen Fensterkühlung mit Massenstrom-Pulsation durchgeführt. Obwohl eine Fensterkühlung für Luftaustrittstemperaturen von 670°C noch nicht nötig gewesen wäre, wurde die Kühlung eingeschaltet. Fünf Schlitzdüsen waren simultan beaufschlagt. Die Reynolds-Zahl betrug $Re=42300$. Die Umlaufdauer der gekühlten Zone lag bei knapp 21 s. Der IR-Scanner wurde auf eine fixe Position an der Fensteroberfläche bei der Lauflänge L von ca. 0,23 m eingestellt. Bild 8.2 zeigt das gemessene und simulierte, transiente Temperaturverhalten des Punktes an der Fensteroberfläche.

Die Simulation wurde mit dem in Kapitel 7.6.4 erläuterten MODELICA-Modell durchgeführt. Als Eingangsdaten des Modells dienten die berechnete solare und thermische Bestrahlungssituation aus HELIOS-, SORSIM- und SOLREWIN-Simulationen sowie die gemessene Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten auf dem Fenster ohne pulsierende Beaufschlagung der Düsen ($T_{per}=\infty$). Für die Simulation wurde die räumliche Abfolge des Wärmeübergangs längs einer horizontalen Umfangslinie bei der Lauflänge $L=0,23$ m in einen zeitlichen Verlauf transformiert.

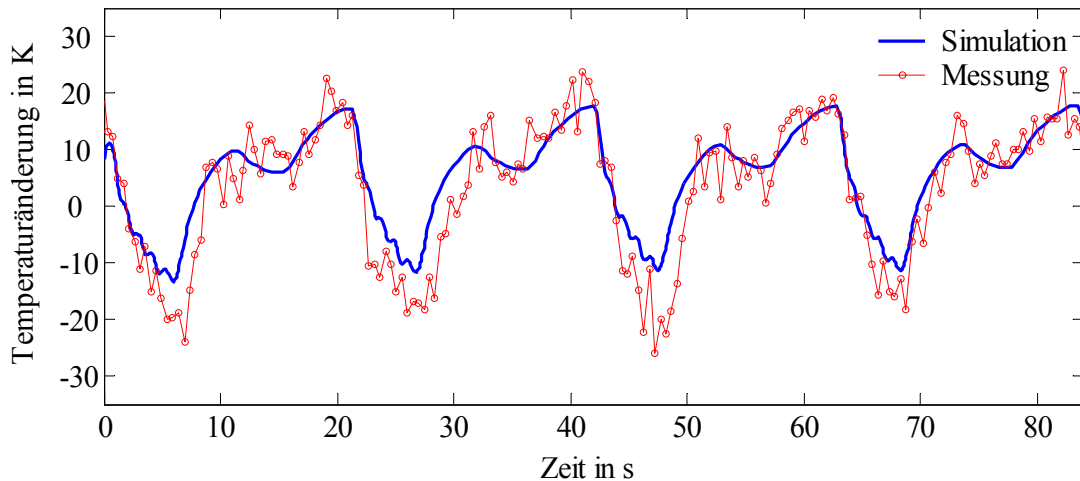


Bild 8.2: Zeitlicher Temperaturverlauf an der Fensteraußenseite am 18.06.2003 von 13:21 h bis 13:23 h UTC (Punkt bei Lauflänge $L \approx 0,23$ m).

Das gemessene, transiente Verhalten wird in der Simulation gut nachgebildet. Jedoch fällt auf, dass die gemessenen Temperaturminima etwas ausgeprägter als die simulierten Minima sind. Diese geringe Diskrepanz ist folgendermaßen zu begründen:

Erstens ist die vorgenommene Transformation der räumlichen Abfolge der gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten in einen zeitlichen Verlauf nur näherungsweise korrekt. Die Messung des Wärmeübergangs fand ohne pulsierende Beaufschlagung der Düsen statt, während im solaren Experiment durch das An- und Abschalten eine Pulsation der Düsenströmung vorlag. Durch die Pulsation wird der Wärmeübergang jedoch vor allem im Bereich der gut gekühlten Zone verstärkt, siehe auch [89-91]. Die zeitweise bessere Kühlung führt zu einer stärkeren Ausprägung der Temperaturminima. Die zweite Ursache für die Diskrepanz ist die vereinfachte Modellierung des Wärmetransports innerhalb des Glasvolumens durch eine effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} . Da in Realität der Wärmetransport durch Strahlung nahe den Oberflächen etwas kleiner als in der Glasmitte ist [65], sind die Temperaturgradienten an den Glasoberflächen etwas größer als in der Glasmitte. Daher nimmt bei einer fluktuierenden Kühlung im Vergleich zur Simulation nur eine dünnere Oberflächenschicht an der zeitlichen Temperaturänderung teil. Die geringere Wärmekapazität der dünneren Schicht führt zu einer etwas größeren Temperaturamplitude.

8.3.3 Zusammenfassung der solaren Tests

Die solaren Tests auf der PSA haben gezeigt, dass die externe Fensterkühlung mit Massstrom-Pulsation problemlos in einem Hochtemperatur-Modul verwendet werden kann. Die Kühlung funktioniert verlässlich, vermindert nicht die Transmission von Solarstrahlung und verursacht nur geringe Investitions- und Betriebskosten. Durch eine Steigerung des Kühlmassenstromes können prinzipiell auch Receiveraustrittstemperaturen über 1000°C bei Einhaltung der maximalen Fenstertemperatur von 800°C erreicht werden. Zusätzlich konnte mit den solaren Experimenten demonstriert werden, dass die entwickelten Modelle und Korrelationen das Verhalten der Kühlung mit hoher Genauigkeit wiedergeben.

9 Zusammenfassung

In der Receiverentwicklung für solar-fossile GuD-Kraftwerke werden hohe Receiverluftaustrittstemperaturen angestrebt, um einen möglichst großen Solaranteil zu erreichen. Eine Steigerung der Austrittstemperatur über 800°C führt jedoch bei volumetrischen Druckreceivern zu einer Überhitzung des Quarzglasfensters. Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Überhitzungsproblems und dessen Lösung durch eine externe Fensterkühlung.

Zur Analyse der Wärmeströme und Temperaturen des Receiverfensters wurde zunächst ein thermodynamisches Receivermodell erstellt. Hierbei lag der Schwerpunkt auf der Modellierung der Wärmeströme am zweiachsig gekrümmten Quarzglasfenster. Die Modellierung des Strahlungsaustausches zwischen Absorber, Fenster und Umgebung erfolgte über ein Zonenmodell. Den nicht-grauen, strahlungsphysikalischen Eigenschaften des Quarzglasfensters wurde durch die Berechnung der Wärmeströme in mehreren Bändern Rechnung getragen. Konvektive Wärmeübergangskoeffizienten an Innen- und Außenseite des Fensters wurden berücksichtigt. Innerhalb des Quarzglasvolumens wurde der Wärmetransport durch eine effektive Wärmeleitung in transversaler Richtung modelliert. Bereits vorhandene Programme zur Berechnung gerichteter Solarstrahlung wurden dahingehend erweitert, dass der Wärmeeintrag durch absorbierte Solarstrahlung nun einfallswinkelabhängig unter Berücksichtigung von Mehrfachreflexion berücksichtigt ist.

Die Simulationen ergaben, dass der größte Wärmeeintrag im Receiverfenster durch absorbierte, langwellige Wärmestrahlung aus dem Absorber verursacht wird. Im Fenster direkt absorbierte Solarstrahlung trägt nur mit einem geringen Anteil zur Erwärmung des Quarzglasfensters bei. Für einen dauerhaft sicheren Receiverbetrieb muss das Fenster durch aktive Maßnahmen gekühlt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine externe Fensterkühlung eingehend untersucht.

Mit dem erstellten, thermodynamischen Receivermodell steht ein Werkzeug zur Verfügung, mit dem Fenstertemperaturen vorhergesagt, Kühlströme für aktive Fensterkühlungen berechnet, sowie Receiververluste für verschiedene Betriebszustände quantifiziert werden können.

Bei der externen Fensterkühlung wird das Receiverfenster von der drucklosen Seite mit Luft aus mehreren Düsen angeströmt. Die Düsen können aufgrund konzentrierter Solarstrahlung nur im Strahlungsschutz des Sekundärkonzentrators installiert werden. Sie wurden in gleichmäßigem Abstand voneinander im Lagerbereich des Fensters positioniert. Im Rahmen der Arbeit fanden numerische und experimentelle Analysen verschiedener Kühlkonfigurationen statt. Bei symmetrischen Konfigurationen werden alle Düsen gleichzeitig mit demselben Massenstrom durchströmt. Neben unverdrallten Konfigurationen wurde zusätzlich der Einfluss einer Verdrallung durch Neigen der Düsen untersucht. Schließlich wurden asymmetrische Konfigurationen mit Massenstrom-Pulsation analysiert. Bei den asymmetrischen Konfigurationen ist nur ein Teil der Düsen gleichzeitig mit Massenstrom beaufschlagt. Durch eine Massenstrom-Pulsation der einzelnen Düsen wird eine Rotation der gut gekühlten Zone längs des Fensterumfangs mit der Zeit erreicht.

Mit der CFD-Software FLUENT wurde Strömung und Wärmeübergang auf dem Receiverfenster numerisch untersucht. Zum Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle wurden Berechnungen mit dem „realizable“ k - ε -Modell, dem SST- k - ω -Modell und dem k - ω -Modell durchgeführt. Die Vernetzung des Strömungsgebiets erfolgte bis in die viskose Unterschicht. Iterations- und Diskretisierungsfehler wurden abgeschätzt. Bei einer Gitterverfeinerungsstudie wurde festgestellt, dass der über das Receiverfenster gemittelte Wärmeübergang mit einem Diskretisierungsfehler von 3,5% auf einem groben Ausgangsgitter berechnet werden kann. Um maximale Wärmeübergangskoeffizienten gitterunabhängig zu berechnen, ist jedoch eine adaptive Gitterverfeinerung notwendig. Damit konnte der Diskretisierungsfehler im maximalen Wärmeübergang auf ca. 1% reduziert werden.

Zur Validierung der Strömungssimulationen erfolgten eine messtechnische Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten und eine qualitative Strömungsvisualisierung mit dem Laserschnittverfahren. Für die Wärmeübergangsmessungen wurde ein Messverfahren nach einem periodisch-transienten Messprinzip in Verbindung mit einer berührungslosen Temperaturmessung eingesetzt. Das Verfahren hat den Vorteil, dass weder die Beheizungs-wärmestromdichte, noch die Temperaturen des Messobjektes oder der Kühlströmung quantitativ erfasst werden müssen. Stattdessen wird der Wärmeübergangskoeffizient aus dem Phasengang zwischen dem Signal der in das Messobjekt eindringenden Wärmestromdichte und dem Temperatursignal der Messoberfläche bei periodischer Anregung des Fensters bestimmt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das periodisch-transiente Verfahren dahingehend weiterentwickelt, dass eine Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten in hoher örtlicher Auflösung auf zweiachsig gekrümmten Oberflächen durch Anregung mit einem Beheizungssignal möglich wird. Eine flächige, kostengünstige Beheizung des kuppelförmigen Fensters wurde durch einen Beheizungskorb erzielt, der mit Glühlampen bestückt ist. Es wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem das transiente Verhalten der in das Messobjekt eindringenden Wärmestromdichte in Abhängigkeit der gemessenen Temperaturamplitude der Messoberfläche bestimmt werden kann. Die Messung des Temperatursignals erfolgte mit einem Thermografie-System. Die Gleichungen zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten aus dem Phasengang wurden für die Geometrien Platte und Hohlkugel hergeleitet.

Eine umfangreiche Fehleranalyse und Überprüfung der Annahmen des periodisch-transienten Messverfahrens wurden durchgeführt. Es wurde gezeigt, dass die relative Unsicherheit des örtlichen, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten für $\alpha=10$ W/m²K zwischen -2,4% bis +14,1% und für $\alpha=200$ W/m²K zwischen -2,3% und +9,7% beträgt. Die relative Unsicherheit des über das Fenster gemittelten, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten liegt für $\alpha_m=10$ W/m²K zwischen +2,0% und +9,8% und für $\alpha_m=200$ W/m²K zwischen +0,7% und +6,7%. Die Fehlerintervalle sind aufgrund des Einflusses der nicht-konstanten Fluidtemperatur unsymmetrisch bezüglich des Wertes null.

Mit der Weiterentwicklung steht ein Verfahren zur orts aufgelösten Messung konvektiver Wärmeübergangskoeffizienten auf gekrümmten Oberflächen ohne eine aufwändige, quantitative Bestimmung von Temperaturen bzw. Wärmestromdichten zur Verfügung.

Aus dem Vergleich von numerischen mit experimentellen Ergebnissen kann geschlossen werden, dass das Strömungsfeld in den CFD-Simulationen korrekt wiedergegeben wird. Maximalwerte des Wärmeübergangs werden jedoch mit allen benutzten Turbulenzmodellen zu hoch dargestellt. Dies resultiert in höheren Wärmeübergangsgradienten der Simulation. Die Abweichung im mittleren Wärmeübergang zwischen Simulationen und Messung ist dagegen gering. Hier zeigt das „realizable“ k - ε -Modell im interessierenden Reynolds-Zahl-Bereich durchschnittlich die geringsten Abweichungen zu den Messungen.

CFD-Analysen im Anwendungsfall der externen Fensterkühlung stellen ein nützliches Werkzeug dar, um verschiedene Konfigurationen zu vergleichen, und gemittelte Werte für den Wärmeübergang zu erhalten. Experimentelle Untersuchungen bleiben jedoch notwendig, um korrekte Aussagen über lokale Wärmeübergangskoeffizienten zu erhalten.

Es konnte gezeigt werden, dass bei den symmetrischen, unverdrallten Kühlkonfigurationen aufgrund eines Staupunktes der Wärmeübergang am Fensterscheitel nicht ausreichend ist. Direkt oberhalb des Düsenaustritts liegt ein guter, in Bereichen zwischen den Düsen jedoch nur ein geringer Wärmeübergang vor. Dies ist unerwünscht und führt lokal zu hohen Temperaturen und großen Temperaturgradienten. Durch eine Verdrallung der Strömung wird zwar eine Homogenisierung des Wärmeübergangs im unteren und mittleren Bereich des Receiverfensters erreicht, jedoch entsteht am Fensterscheitel ein Wirbel mit geringen Geschwindigkeiten in der Rotationsachse. Dies resultiert in einer zu schlechten Kühlung dieses kritischen Bereiches. Die asymmetrischen Konfigurationen mit Massenstrom-Pulsation zeigen die beste Verteilung des zeitlich gemittelten Wärmeübergangs. Bezüglich eines minimierten Energieverbrauchs des Kühlgebläses gibt es einen optimalen, hydraulischen Düsenaustrittsdurchmesser, der aufgrund begrenzter Platzverhältnisse am besten über Schlitzdüsen bereitgestellt wird. Die beste Kühlkonfiguration hinsichtlich optimaler Wärmeübergangsverteilung und minimalem Energieverbrauch stellt die asymmetrische Konfiguration mit fünf gleichzeitig betriebenen Düsen, jeweils mit einem hydraulischen Durchmesser von ca. 12,5 mm dar. Die Umlaufdauer der gut gekühlten Zone sollte bei der vorgegebenen Receivergeometrie zwischen 20 s und 30 s liegen.

Die durchgeführten, solaren Tests auf der PSA bestätigen, dass die externe Fensterkühlung mit Massenstrom-Pulsation eine ausreichende und homogene Kühlwirkung erzielt. Sie lässt sich problemlos in ein Hochtemperatur-Modul integrieren und arbeitet verlässlich. Sie behindert die Transmission von Solarstrahlung nicht. Investitions- und Betriebskosten sind gering. Durch Änderung des Luftmassenstroms kann eine Anpassung an den aktuellen Betriebszustand des Receivers vorgenommen werden. Prinzipiell lassen sich mit der externen Fensterkühlung auch Receiveraustrittstemperaturen über 1000°C bei Einhaltung der maximalen Fenstertemperatur von 800°C erzielen. Mit den solaren Experimenten konnte zudem demonstriert werden, dass die entwickelten Modelle und Korrelationen das Verhalten der Fensterkühlung von druckbeaufschlagten, volumetrischen Hochtemperatur-Receivern mit hoher Genauigkeit wiedergeben.

Anhang

A Fluidreferenztemperatur für den Wärmeübergangskoeffizienten

Ein Aspekt, dem häufig viel zu wenig Beachtung geschenkt wird, ist die Definition und Angabe einer sinnvollen Fluidtemperatur, mit welcher der Wärmeübergangskoeffizient gebildet wird. Diese Definition muss dann bei der Auswertung und Anwendung von Mess- und Simulationsdaten einheitlich gelten.

Das Konzept des Wärmeübergangskoeffizienten besteht darin, Wärmestromdichten durch das Produkt zweier Größen zu berechnen: einer Kenngröße, die möglichst nur aus der Strömungsmechanik herrührt (Wärmeübergangskoeffizient α) und einer treibenden Kraft (Temperaturdifferenz $T_w - T_f$). Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient ist definiert als:

$$\alpha = \frac{\dot{q}_{konv}}{T_w - T_f} \quad (\text{A.1})$$

Die Problematik besteht nun darin, dass sich die Fluidtemperatur nicht nur in der Grenzschicht senkrecht zur Wand ändert, sondern auch längs der einzelnen Stromfäden. Bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten stellt sich die Frage der Wahl einer möglichst sinnvollen Fluidreferenztemperatur T_f . Tabelle A.1 gibt eine mögliche Auswahl an Fluidtemperaturen T_f .

Tabelle A.1: Mögliche Wahl einer Fluidreferenztemperatur T_f .

T_f	Name	Beschreibung
$T_{f, \text{ein}}$	Fluid-Eintrittstemperatur	Fluidtemperatur am Eintritt in das Strömungsgebiet = Düsenaustrittstemperatur.
$T_{f, m}$	Fluid-Mitteltemperatur	Arithmetische Mittelung der Temperatur zwischen Ein- und Austritt des Strömungsgebietes.
$T_{f, ad}$	Adiabate Fluidtemperatur	Effektive Fluidtemperatur, d. h. die Temperatur, die das Fluid nach einer gewissen Lauflänge effektiv aufweist. Ermittelt durch Messung der Wandtemperatur einer an der entsprechenden Stelle adiabaten Wand.

Die zwei erwähnten Effekte Strömungsmechanik und treibende Temperaturdifferenz sollten dabei möglichst nicht vermischt werden, siehe auch [94, 118]. Hierfür eignet sich am besten die adiabate Fluidtemperatur $T_{f, ad}$, da der damit berechnete Wärmeübergangskoeffizient α_{ad} unabhängig von der stromaufwärts liegenden, thermischen Randbedingung ist. Er hängt nur von der Systemgeometrie, der Strömungsmechanik und den Stoffwerten ab [94]. Der Nachteil jedoch ist, dass die adiabate Fluidtemperatur $T_{f, ad}$ für jede Lauflänge aufwändig ermittelt werden muss, z. B. in [165].

Bei der Wahl einer konstanten Fluidreferenztemperatur für einen gesamten Stromfaden, spiegelt sich im damit berechneten Wärmeübergangskoeffizienten auch die Erwärmung der Grenzschicht längs eines Stromfadens wieder. Wird die Eintrittstemperatur der Strömung

$T_{f, \text{ein}}$ als Fluidtemperatur gewählt, so werden die Wärmeübergangskoeffizienten α_{ein} in Lauflänge eines Strömungsfadens zu klein berechnet. Die Abweichung zu α_{ad} ist am Strömungseintritt in der Regel null, am Strömungsaustritt maximal.

Wird die arithmetische Mitteltemperatur $T_{f, m}$ zwischen Ein- und Austritt des Strömungsgebietes angesetzt, so werden die damit berechneten Wärmeübergangskoeffizienten α_m am Eintritt etwas zu groß, in der Mitte korrekt und am Austritt etwas zu klein berechnet.

Die Wahl der Fluidreferenztemperatur wird irrelevant, wenn sich die Fluidtemperatur nur minimal ändert, da dann $T_{f, \text{ein}} \approx T_{f, m} \approx T_{f, \text{ad}}$ gilt. Im Spezialfall, bei dem Wärmeübergangskoeffizienten ausschließlich benutzt werden, um Fälle mit identischen Wärmestromdichte- bzw. Temperaturprofilen (z. B. Randbedingung konstante Wärmestromdichte oder konstante Temperatur) zu berechnen, ist jede Definition der Fluidreferenztemperatur denkbar, solange diese konsistent verwendet wird.

Zum korrekten Einsatz von Wärmeübergangsbeziehungen ist mit der Veröffentlichung von Wärmeübergangskoeffizienten die Angabe der Art der Fluidreferenztemperatur unabdingbar. Zu beachten ist außerdem, dass bei Abweichung des thermischen Randbedingungsprofils bei Erstellung und Einsatz einer Wärmeübergangskorrelation nur dann korrekte Werte für den Wärmeübergang ermittelt werden, wenn die adiabate Fluidtemperatur $T_{f, \text{ad}}$ benutzt wird.

B Gleichungen zur homogenen Gitterverfeinerungsstudie

In diesem Abschnitt sind die Gleichungen zur Verallgemeinerung der Richardson-Extrapolation [113, 114] und zur Abschätzung des Diskretisierungsfehlers abgedruckt. Außerdem wird die Konvergenzordnung p des Problems bestimmt. Das Vorgehen wird in Roache [112, 115] beschrieben.

Ziel der Richardson-Extrapolation ist es, aus der Kombination zweier Lösungen auf homogen verfeinerten Gittern einen deutlich genaueren Näherungswert der exakten Lösung zu erhalten. Auf der Theorie der Richardson-Extrapolation beruht auch der von Roache vorgeschlagene Gitterkonvergenzindex GCI (Grid Convergence Index), der eine Fehlerbandbreite für den Diskretisierungsfehler darstellt.

Im Folgenden steht der Index i für das feine Gitter und der Index j für das gröbere Gitter. Die Richardson-Extrapolation kann angewendet werden, wenn der asymptotische Bereich der Gitterkonvergenzstudie erreicht ist. Die verallgemeinerte Form der Richardson-Extrapolation extrapoliert für eine Methode der Ordnung p die beiden Lösungen f_i des feinen Gitters und f_j des groben Gitters:

$$f_{\text{exakt}} \approx f_i + \frac{f_i - f_j}{r_{ij}^p - 1} \quad (\text{B.1})$$

wobei das effektive Gitterverfeinerungsverhältnis r_{ij} zweier unstrukturierter Gitter mit Zellzahl N_i bzw. N_j im dreidimensionalen Fall definiert ist als:

$$r_{ij,\text{eff}} = r_{ij} = \left(\frac{N_i}{N_j} \right)^{\frac{1}{\dim}} \quad \text{mit } \dim=3 \quad (\text{B.2})$$

Der normierte, effektive Gitterabstand $h_{\text{eff,norm},j}$ kann über das effektive Gitterverfeinerungsverhältnis $r_{ij,\text{eff}}$ des feinsten Gitters $i=1$ ausgedrückt werden, also $h_{\text{eff,norm},j} = r_{1j,\text{eff}}$.

Die Ordnung p eines Verfahrens kann ermittelt werden, wenn ein Satz von mindestens drei Berechnungen i, j und k auf verschiedenen Gittern vorliegt. Hierbei steht der Index i für das feinste, k für das gröbste Gitter. Wenn die Gitterverfeinerungsverhältnisse ungleich sind ($r_{ij} \neq r_{jk}$), dann muss die Ordnung p aus folgender iterativer Gleichung berechnet werden:

$$\frac{\varepsilon_{jk}}{r_{jk}^p - 1} = r_{ij}^p \cdot \left[\frac{\varepsilon_{ij}}{r_{ij}^p - 1} \right] \quad (\text{B.3})$$

In dieser Arbeit wurde die Ordnung des Verfahrens mittels Gleichung B.3 aus den gemittelten Nusselt-Zahlen Nu_m der drei Gitter 1b, 2b und 3b ermittelt. Sie wurde zu $p=1,95$ bestimmt, was leicht unter der maximal zu erwartenden Ordnung von $p=2$ liegt. Aus den maximalen Nusselt-Zahlen Nu_{max} der Gitterverfeinerung konnte die Ordnung nicht bestimmt werden, da zumindest das Gitter 3b hinsichtlich des Maximalwertes noch nicht im asymptotischen Bereich liegt. Es wurde jedoch angenommen, dass der Diskretisierungsfehler der maximalen Nusselt-Zahl ebenfalls mit der Ordnung $p=1,95$ absinkt.

Bei bekannter exakter Lösung f_{exakt} kann mit dem tatsächlichen Fehler A_i (siehe Gleichung B.7) die Größe $E_{p,i}$ für ein Gitter i gebildet werden:

$$E_{p,i} = \frac{A_i}{h_{\text{eff},\text{norm},i}^p} \quad (\text{B.4})$$

Ist $E_{p,i}$ für die verschiedenen Gitter ungefähr konstant, so ist dies ein Nachweis, dass p die Ordnung des Verfahrens ist, und ein Hinweis, dass der asymptotische Bereich erreicht ist. Nur dann besitzt die Richardson-Extrapolation und damit die Abschätzung des Diskretisierungsfehlers Gültigkeit. Tabelle B.1 zeigt die Konstanz von E_p für $p=1,95$ für die gemittelte Nusselt-Zahl Nu_m auf den Gittern 1b bis 3b. Im Fall der maximalen Nusselt-Zahl Nu_{max} ist E_p für die Gitter 3b und 4 noch nicht konstant. Für den weiteren Verlauf der Fehlerabschätzung wird allerdings angenommen, dass die maximalen Nusselt-Zahlen Nu_{max} der Gitter 1b und 2b bereits im asymptotischen Bereich liegen.

Tabelle B.1: Nachweis, dass ein Verfahren der Ordnung $p=1,95$ vorliegt und dass der asymptotische Bereich der homogenen Gitterverfeinerung für Nu_m erreicht ist.

Gitter	N	$E_p(Nu_m)$	$E_p(Nu_{\text{max}})$
4	387.203	0,01638	0,11622
3b	740.024	0,02064	0,13953
2b	1.075.231	0,02063	0,16656
1b	1.325.133	0,02063	0,16656

N : Anzahl der Zellvolumina

Die relative Abweichung eines Wertes f_j des groben Gitters j vom Wert f_i des feinen Gitters i berechnet sich aus:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{f_j - f_i}{f_i} \quad (\text{B.5})$$

Mit der Ordnung p und dem effektiven Gitterverfeinerungsverhältnis $r_{ij,\text{eff}}$ berechnet sich dann der geschätzte Fehler $E_{ij,\text{feines Gitter}}$ („estimated“) des feinen Gitters i :

$$E_{ij,\text{feines Gitter}} = \frac{\varepsilon_{ij}}{r_{ij}^p - 1} \quad (\text{B.6})$$

Wenn die Lösungen von angemessener Genauigkeit sind, stellt der geschätzte Fehler $E_{ij,\text{feines Gitter}}$ eine gute Näherung für den tatsächlichen Fehler A_i („actual“) des feinen Gitters i dar:

$$A_i = \frac{f_i - f_{\text{exakt}}}{f_{\text{exakt}}} \quad (\text{B.7})$$

Der Gitterkonvergenzindex GCI (Grid Convergence Index) des feinen Gitters i skaliert den geschätzten Fehler $E_{ij, \text{feines Gitter}}$ mit einem „Sicherheitsfaktor“ F_s :

$$GCI_{ij, \text{feines Gitter}} = F_s \cdot \frac{|\varepsilon_{ij}|}{r_{ij}^p - 1} \quad (\text{B.8})$$

Roache [112] lässt einen Wert F_s von 1,25 zu, wenn wie in dieser Konvergenzstudie die beobachtete Konvergenzordnung des aktuellen Problems ermittelt wird. Ansonsten wird der sehr konservative Wert $F_s=3$ vorgeschlagen.

In einer Parametervariation kann häufig nicht jede Berechnung auf einem feinen Gitter durchgeführt werden. Deshalb ist auch eine Fehlerbandbreite für den Diskretisierungsfehler des groben Gitters von Interesse. Der Gitterkonvergenzindex GCI des groben Gitters j ergibt sich aus:

$$GCI_{ij, \text{grobtes Gitter}} = F_s \cdot |\varepsilon_{ij}| \cdot \frac{r_{ij}^p}{r_{ij}^p - 1} \quad (\text{B.9})$$

$$\text{bzw.} \quad GCI_{ij, \text{grobtes Gitter}} = r_{ij}^p \cdot GCI_{ij, \text{feines Gitter}} \quad (\text{B.10})$$

C Gleichungen des periodisch-transienten Messverfahrens für die Platte

In diesem Abschnitt wird die Herleitung von Amplituden- und Phasengang für eine Platte der Dicke δ dargestellt. Die Platte wird bei $z=0$ gekühlt, und bei $z=\delta$ periodisch beheizt. Mit dieser geänderten Geometrie und den sonstigen in Kapitel 6.2.1 getroffenen Annahmen lautet die instationäre Wärmeleitgleichung mit Randbedingungen und Periodizitätsbedingung:

$$\text{Differentialgleichung:} \quad \frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (\text{C.1})$$

$$1. \text{ Randbedingung:} \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0^+, t} = \alpha^* \cdot (T(0^+, t) - T_f) \quad (\text{C.2})$$

$$2. \text{ Randbedingung:} \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=\delta^-, t} = \dot{q}_{ein}(t) \quad (\text{C.3})$$

$$\text{Periodizitätsbedingung:} \quad T(z, t) = T(z, t + k \cdot 2\pi/\omega) \quad (\text{C.4})$$

Die Beheizung erfolgt periodisch, d. h. es gilt für $k=1 \dots \infty$: $\dot{q}_{ein}(t) = \dot{q}_{ein}(t + k \cdot 2\pi/\omega)$.

Der Lösungsweg erfolgt analog wie bei der Hohlkugel in Kapitel 6.2.1. Nach der Eliminierung gemittelter Größen folgt die Entdimensionierung der Gleichungen mit folgenden Transformationen:

$$\begin{aligned} z &\rightarrow \zeta = z / \delta \\ t &\rightarrow \tau = t / T_{per} \\ \hat{T}(z, t) &\rightarrow \hat{\theta}(\zeta, \tau) = \hat{T}(z, t) / \hat{T}_{max}(z = 0) \\ \omega &\rightarrow \omega^+ = \omega \cdot T_{per} \end{aligned}$$

Die Fourier- und Biot-Zahl des Plattenproblems lauten:

$$\begin{aligned} Fo &= \frac{a T_{per}}{\delta^2} \\ Bi &= \frac{\alpha^* \delta}{\lambda} \end{aligned}$$

Damit lassen sich die Gleichungen in dimensionsloser Form schreiben:

$$\text{Differentialgleichung:} \quad \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \tau} = Fo \cdot \frac{\partial^2 \hat{\theta}}{\partial \zeta^2} \quad (\text{C.5})$$

$$1. \text{ Randbedingung:} \quad \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0^+, \tau} = Bi \cdot \hat{\theta}(0^+, \tau) \quad (\text{C.6})$$

$$2. \text{ Randbedingung:} \quad \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=1^-, \tau} = \frac{\delta}{\lambda \hat{T}_{max}} \cdot \hat{q}_{ein}(\tau) \quad (\text{C.7})$$

$$\text{Periodizitätsbedingung:} \quad \hat{\theta}(\zeta, \tau) = \hat{\theta}(\zeta, \tau + k) \quad (\text{C.8})$$

Nun wird die dimensionslose Gleichung mit ihren Randbedingungen einer Laplace-Transformation bezüglich τ unterzogen.

$$\mathcal{L}\{\hat{\theta}(\zeta, \tau)\} = \hat{\theta}(\zeta, s)$$

Die partielle Differentialgleichung wandelt sich durch die Transformation in eine gewöhnliche Differentialgleichung mit integrierter Anfangsbedingung um. Regeln und Tabellen zur Transformation findet man z. B. in Doetsch [166].

$$\text{Differentialgleichung:} \quad s \hat{\theta} - Fo \cdot \frac{d^2 \hat{\theta}}{d\zeta^2} = \hat{\theta}(\zeta, 0^+) \quad (\text{C.9})$$

$$\text{1. Randbedingung:} \quad \left. \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0^+, s} = Bi \cdot \hat{\theta}(0^+, s) \quad (\text{C.10})$$

$$\text{2. Randbedingung:} \quad \left. \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=1^-, s} = \frac{\delta}{\lambda \hat{T}_{\max}} \cdot \hat{q}_{\text{ein}}(s) \quad (\text{C.11})$$

$$\text{Periodizitätsbedingung:} \quad \hat{\theta}(\zeta, s) = e^{ks} \cdot \left[\hat{\theta}(\zeta, s) - \int_0^k e^{-s\tau} \hat{\theta}(\zeta, \tau) d\tau \right] \quad (\text{C.12})$$

Die gewöhnliche Differentialgleichung C.9 kann z. B. über eine zweite Laplace-Transformation bezüglich ζ gelöst werden. Es ergibt sich folgender Lösungsansatz [167, 168]:

$$\hat{\theta}(\zeta, s) = A \cdot e^{\sqrt{\frac{s}{Fo}} \zeta} + B \cdot e^{-\sqrt{\frac{s}{Fo}} \zeta} + \frac{\hat{\theta}(\zeta, 0^+)}{s} \quad (\text{C.13})$$

Aufgrund der Periodizitätsbedingung muss die Lösung im eingeschwungenen Zustand unabhängig von der Anfangsbedingung $\hat{\theta}(\zeta, 0^+)$ sein. Daher kann diese beliebig gewählt werden, z. B. zur Vereinfachung $\hat{\theta}(\zeta, 0^+) = 0$. Mit den Randbedingungen C.10 und C.11 lassen sich die Koeffizienten A und B berechnen. Damit lautet die Lösung des Laplace-transformierten Temperaturfeldes für die Anfangsbedingung $\hat{\theta}(\zeta, 0^+) = 0$ und für die Anregung $\hat{q}_{\text{ein}}(s)$:

$$\hat{\theta}(\zeta, s) = \frac{\delta}{\lambda \hat{T}_{\max}} \cdot \hat{q}_{\text{ein}}(s) \cdot \left[\frac{\cosh\left(\sqrt{\frac{s}{Fo}} \cdot \zeta\right) + \frac{Bi}{\sqrt{\frac{s}{Fo}}} \cdot \sinh\left(\sqrt{\frac{s}{Fo}} \cdot \zeta\right)}{Bi \cdot \cosh\left(\sqrt{\frac{s}{Fo}}\right) + \sqrt{\frac{s}{Fo}} \sinh\left(\sqrt{\frac{s}{Fo}}\right)} \right] \quad (\text{C.14})$$

Mit der dimensionslosen Beheizungsärmestromdichte $\hat{q}_{\text{ein}}(s)$ als Eingangssignal $X_e(s)$ und der dimensionslosen Abweichung der Wandtemperatur vom Mittelwert an der gekühlten Seite $\hat{\theta}(0, s)$ als Ausgangssignal $X_a(s)$ lautet die Übertragungsfunktion:

$$G(s) = \frac{X_a(s)}{X_e(s)} = \frac{1}{Bi \cdot \cosh\left(\sqrt{\frac{s}{Fo}}\right) + \sqrt{\frac{s}{Fo}} \sinh\left(\sqrt{\frac{s}{Fo}}\right)} \quad (\text{C.15})$$

Daraus folgt der Frequenzgang ($s = i \cdot \omega^+$):

$$G(i\omega^+) = \frac{1}{Bi \cdot \cosh\left(\sqrt{\frac{i\omega^+}{Fo}}\right) + \sqrt{\frac{i\omega^+}{Fo}} \sinh\left(\sqrt{\frac{i\omega^+}{Fo}}\right)} \quad (C.16)$$

Mit $\sqrt{\frac{i\omega^+}{Fo}} = \pm \sqrt{\frac{\omega^+}{2Fo}} \cdot (1+i) = \pm \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \delta \cdot (1+i) = \pm c \cdot (1+i)$ folgt nach längerer Umformung der Amplituden- und Phasengang:

$$A(\omega) = \left[\left(Bi \cdot \cosh c \cdot \cos c + c \cdot (\sinh c \cdot \cos c - \cosh c \cdot \sin c) \right)^2 + \left(Bi \cdot \sinh c \cdot \sin c + c \cdot (\sinh c \cdot \cos c + \cosh c \cdot \sin c) \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (C.17)$$

$$\varphi(\omega) = -\arctan\left(\frac{Bi \cdot \sinh c \cdot \sin c + c \cdot (\sinh c \cdot \cos c + \cosh c \cdot \sin c)}{Bi \cdot \cosh c \cdot \cos c + c \cdot (\sinh c \cdot \cos c - \cosh c \cdot \sin c)} \right) \quad (C.18)$$

$$\text{mit } c = \delta \cdot \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \quad (C.19)$$

Zur Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten aus dem Phasengang wird Gleichung C.18 umgeformt. Es ergibt sich:

$$Bi = \frac{c \cdot (\sinh c \cdot \cos c + \cosh c \cdot \sin c) - \tan|\varphi| \cdot c \cdot (\sinh c \cdot \cos c - \cosh c \cdot \sin c)}{\tan|\varphi| \cdot \cosh c \cdot \cos c - \sinh c \cdot \sin c} \quad (C.20)$$

$$\Rightarrow \alpha^* = \frac{\lambda}{\delta} Bi \quad \text{mit } c = \delta \cdot \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \quad (C.21)$$

Die zeitliche Änderung des dimensionslosen Temperaturfeldes $\hat{\theta}(\zeta, \tau)$ bei periodischer Beheizung in eingeschwungenem Zustand lautet:

$$\hat{\theta}(\zeta, \tau) = \frac{\delta}{\lambda \hat{T}_{\max}} \cdot \hat{q}_{\text{ein}}(\tau) \cdot \left[\frac{\cosh\left(\sqrt{\frac{i \cdot 2\pi}{Fo}} \cdot \zeta\right) + \frac{Bi}{\sqrt{\frac{i \cdot 2\pi}{Fo}}} \cdot \sinh\left(\sqrt{\frac{i \cdot 2\pi}{Fo}} \cdot \zeta\right)}{Bi \cdot \cosh\left(\sqrt{\frac{i \cdot 2\pi}{Fo}}\right) + \sqrt{\frac{i \cdot 2\pi}{Fo}} \sinh\left(\sqrt{\frac{i \cdot 2\pi}{Fo}}\right)} \right] \quad (C.22)$$

D Projektion der Glasdicke auf die Thermografie-Bilder

D.1 Zentralprojektion

Das kamerafeste Bildkoordinatensystem $x'y'z'$ ist im Objektkoordinatensystem XYZ durch die Ursprungskoordinaten X_0 , Y_0 und Z_0 und eine Drehmatrix \mathbf{D} mit drei Drehwinkeln ω , φ und κ definiert. Der Punkt $P(X,Y,Z)$ des Quarzglasfensters wird zentralperspektivisch auf den Punkt $P'(x',y',c)$ des Sensors der Kamera projiziert (siehe Bild D.1).

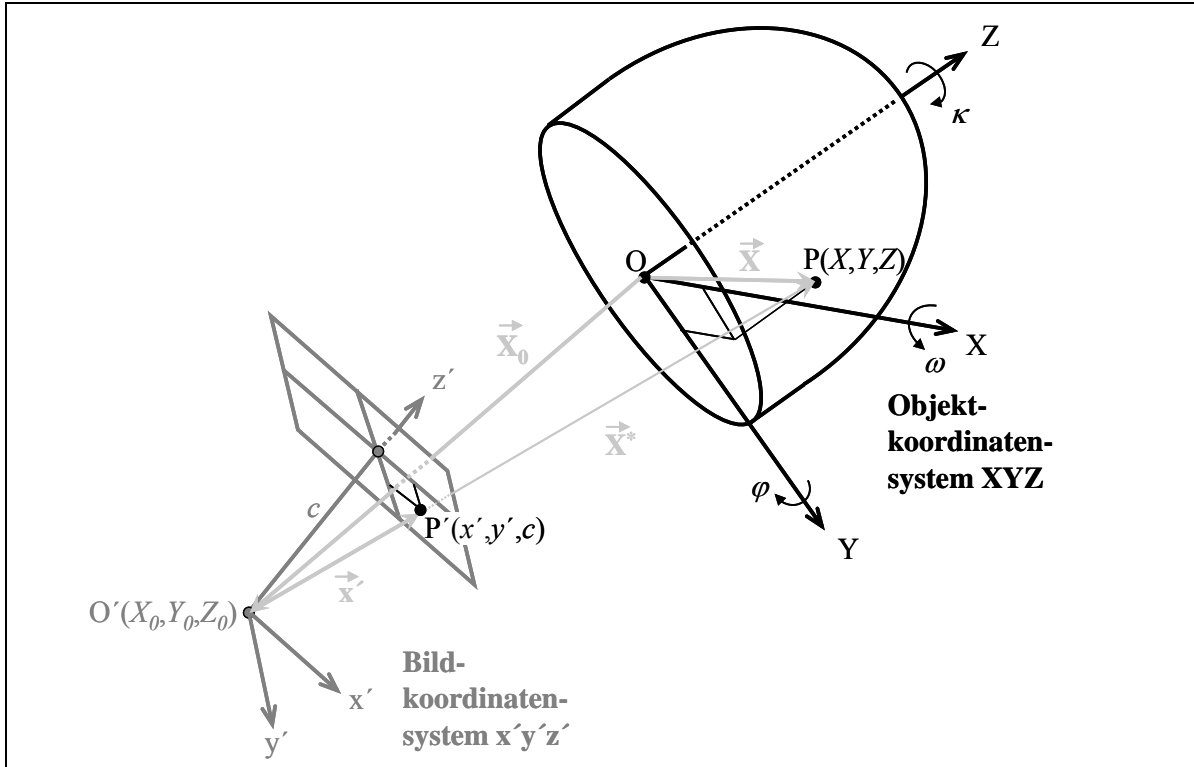


Bild D.1: Zentralprojektion des Punktes $P(X,Y,Z)$ des Quarzglas auf den Punkt $P'(x',y',c)$ des Bildsensors der Infrarot-Kamera.

Der Punkt P kann folgendermaßen dargestellt werden [152]:

$$\vec{X} = \vec{X}_0 + \vec{X}^* \quad (\text{D.1})$$

Der Vektor \vec{X}^* ist im Objektkoordinatensystem beschrieben. Er kann auch über den mit der Drehmatrix \mathbf{D} transformierten und mit dem Faktor m skalierten Vektor \vec{x}' geschrieben werden:

$$\vec{X} = \vec{X}_0 + m \cdot \mathbf{D} \cdot \vec{x}' \quad (\text{D.2})$$

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_0 \\ Y_0 \\ Z_0 \end{bmatrix} + m \cdot \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ c \end{bmatrix}$$

Umgeformt nach $\bar{\mathbf{x}}'$ ergibt sich ($\mathbf{D}^{-1}=\mathbf{D}^T$):

$$\bar{\mathbf{x}}' = \frac{1}{m} \cdot \mathbf{D}^{-1} \cdot (\bar{\mathbf{X}} - \bar{\mathbf{X}}_0) \quad (\text{D.3})$$

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ c \end{bmatrix} = \frac{1}{m} \cdot \begin{bmatrix} r_{11} & r_{21} & r_{31} \\ r_{12} & r_{22} & r_{32} \\ r_{13} & r_{23} & r_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X - X_0 \\ Y - Y_0 \\ Z - Z_0 \end{bmatrix}$$

Indem die erste und zweite Zeile jeweils durch die dritte geteilt wird, kann der unbekannte Faktor m eliminiert werden. Es folgen die Kollinearitätsgleichungen:

$$\begin{aligned} x' &= c \cdot \frac{r_{11} \cdot (X - X_0) + r_{21} \cdot (Y - Y_0) + r_{31} \cdot (Z - Z_0)}{r_{13} \cdot (X - X_0) + r_{23} \cdot (Y - Y_0) + r_{33} \cdot (Z - Z_0)} \\ y' &= c \cdot \frac{r_{12} \cdot (X - X_0) + r_{22} \cdot (Y - Y_0) + r_{32} \cdot (Z - Z_0)}{r_{13} \cdot (X - X_0) + r_{23} \cdot (Y - Y_0) + r_{33} \cdot (Z - Z_0)} \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

Diese Gleichungen beschreiben die gewünschte Transformation der Quarzglaskoordinaten (X, Y, Z) in die entsprechende Bildkoordinaten (x', y') des Sensors der Infrarot-Kamera. Zur Durchführung der Transformation müssen die Parameter der inneren Orientierung (c), sowie der äußeren Orientierung ($X_0, Y_0, Z_0, \omega, \varphi, \kappa$) bekannt sein.

D.2 Ermittlung der inneren und äußeren Orientierung

Zur Bestimmung der äußeren Orientierung aus einem Einzelbild wird häufig der räumliche Rückwärtsschritt angewandt [152, 153]. Dazu müssen die X -, Y - und Z -Koordinaten dreier Punkte, die nicht auf einer Geraden liegen, bekannt sein. Mit den Kollinearitätsgleichungen D.4 stehen dann sechs Gleichungen (drei Punkte mit je zwei Koordinaten) für die sechs Unbekannten der äußeren Orientierung zur Verfügung ($X_0, Y_0, Z_0, \omega, \varphi, \kappa$).

Für die Infrarot-Kamera ist zusätzlich die innere Orientierung unbekannt. Die Pixel des Thermografie-Bildes sind nicht exakt quadratisch, so dass als zu bestimmende Größen der inneren Orientierung neben dem Parameter c noch das Längenverhältnis dy/dx eines Pixels einfließt. Insgesamt müssen folgende acht Größen ermittelt werden:

- Äußere Orientierung: $X_0, Y_0, Z_0, \omega, \varphi, \kappa$
- Innere Orientierung: $c, dy/dx$

Zur Orientierung der IR-Kamera wurde eine Kalibriervorrichtung mit fünf Punkten $i=1..5$, deren X -, Y - und Z -Objektkoordinaten bekannt waren, verwendet. Diese Punkte werden mit den Bildkoordinaten $(x_{i,geg'}, y_{i,geg'})$ auf den Sensor abgebildet. Da die Kalibrierpunkte vom Aufbau bedingt mehr oder weniger in einer Ebene liegen, lassen sich aus den Punkten rechnerisch unendlich viele Kamerapositionen jeweils mit einem unterschiedlichen Parameter c bestimmen. Zur Auswahl einer Lösung aus der Lösungsschar wurde daher die gut zugängliche Länge Z_0 ausgemessen. Die sechs Größen $X_0, Y_0, \omega, \varphi, \kappa$ und c wurden anschließend iterativ über sechs Koordinaten der abgebildeten Kalibrierpunkte durch einen Ansatz von Verbesserungsgleichungen, ähnlich dem in [153] vorgestellten Berechnungsverfahren ermittelt.

Nach jeder Iteration wird über eine siebte Koordinate das Längenverhältnis dy/dx angeglichen. Die restlichen drei Koordinaten dienen zur Kontrolle. In den Verbesserungsgleichungen soll die linke Seite möglichst klein werden:

$$v_{x_i'} = \left(\frac{\partial x_i'}{\partial X_0} \right) dX_0 + \left(\frac{\partial x_i'}{\partial Y_0} \right) dY_0 + \left(\frac{\partial x_i'}{\partial \omega} \right) d\omega + \left(\frac{\partial x_i'}{\partial \varphi} \right) d\varphi + \left(\frac{\partial x_i'}{\partial \kappa} \right) d\kappa + \left(\frac{\partial x_i'}{\partial c} \right) dc + x_i' - x_{i,geg}' \quad (D.5)$$

$$v_{y_i'} = \left(\frac{\partial y_i'}{\partial X_0} \right) dX_0 + \left(\frac{\partial y_i'}{\partial Y_0} \right) dY_0 + \left(\frac{\partial y_i'}{\partial \omega} \right) d\omega + \left(\frac{\partial y_i'}{\partial \varphi} \right) d\varphi + \left(\frac{\partial y_i'}{\partial \kappa} \right) d\kappa + \left(\frac{\partial y_i'}{\partial c} \right) dc + y_i' - y_{i,geg}' \quad (D.6)$$

Mit den sechs Verbesserungsgleichungen der Form D.5 bzw. D.6 lassen sich die gesuchten Werte korrigieren:

$$X_0^{k+1} = X_0^k + dX_0 \quad (D-7) \qquad \omega^{k+1} = \omega^k + d\omega \quad (D.8)$$

$$Y_0^{k+1} = Y_0^k + dY_0 \quad (D-9) \qquad \varphi^{k+1} = \varphi^k + d\varphi \quad (D.10)$$

$$c^{k+1} = c^k + dc \quad (D-11) \qquad \kappa^{k+1} = \kappa^k + d\kappa \quad (D.12)$$

Die partiellen Ableitungen sind aus den Kollinearitätsgleichungen D.4 berechnet und in [153] abgedruckt.

E Überprüfung der Annahmen für periodisch-transientes Messverfahren

In diesem Abschnitt werden die für die Messungen getroffenen Annahmen überprüft und unter Umständen dadurch verursachte Fehler quantifiziert.

E.1 Laterale Wärmeleitung

Bei der Herleitung des Amplituden- und Phasenganges des Wärmeleitproblems in Kapitel 6.2.1 wurden Wärme-flüsse in lateraler Richtung (d. h. senkrecht zur radialen Richtung) vernachlässigt. Im folgenden Abschnitt wird der durch die Annahme einer nur eindimensionalen Wärmeleitung in transversaler Richtung (r -Koordinate) verursachte Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten abgeschätzt.

Die Querleitung hängt vom mehrdimensionalen Temperaturfeld ab, das wiederum von der Wärmeübergangskoeffizientenverteilung beeinflusst wird. Da eine allgemeine Untersuchung sehr viele Fälle umfassen würde, wird der Fehler anhand eines Beispiels quantifiziert. Als Grundlage dient eine simulierte Verteilung von Wärmeübergangskoeffizienten, die mit einer asymmetrischen Strömungskonfiguration mit 5 Schlitzdüsen ohne periodische Variation der Massenströme erzeugt wurde. Die Wärmeübergangskoeffizienten sind in Bild E.1 links mit einer schwarz markierten Umfangslinie abgedruckt. Das Profil des Wärmeüberganges entlang dieser Umfangslinie ist in Bild E.3 als gestrichelte Linie dargestellt. Dieses Beispiel wurde ausgewählt, da es sowohl Bereiche hoher als auch Bereiche geringer Gradienten des Wärmeübergangskoeffizienten repräsentiert.

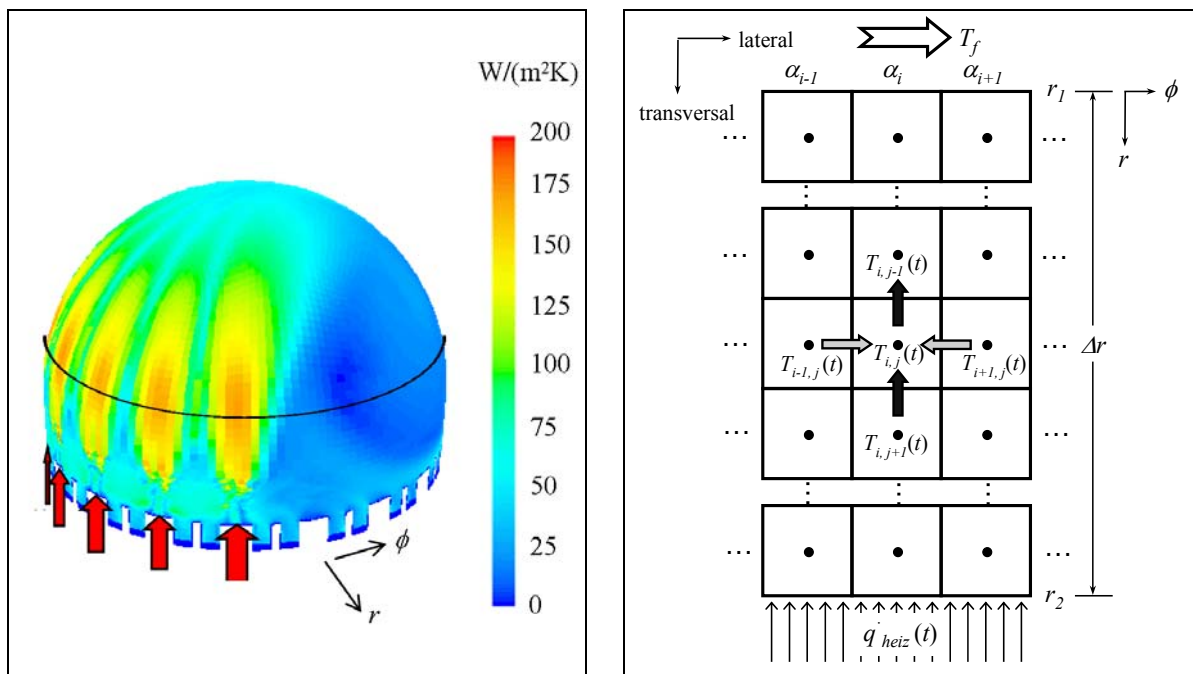


Bild E.1: Wärmeübergangskoeffizienten auf der eingezeichneten Umfangslinie bei der Lauflänge $L=0,20$ m (links). Zweidimensionales Wärmeleitungsmodell mit eingezeichneten Wärmeströmen für den Knoten (i,j) (rechts).

Für die Betrachtung wurde angenommen, dass laterale Wärmeströme nur in einer Dimension (ϕ -Koordinate) vorliegen, und dass Gradienten im Wärmeübergangskoeffizient und damit in der Temperatur in der zweiten lateralen Richtung vernachlässigbar sind (adiabate Randbedingung). Dieser Fall liegt für einen Großteil der Fläche und für die in Bild E.1 links eingezeichnete Umfangslinie vor. Eine schematische Darstellung des zweidimensionalen, instationären Wärmeleitmodells mit eingezeichneten transversalen und lateralen Wärmeströmen für den Knoten (i,j) ist in Bild E.1 rechts zu sehen. Die Wand entlang der Umfangslinie wurde über die Wanddicke (transversal) mit 100 Temperaturknoten, sowie senkrecht dazu (lateral) mit 245 Knoten diskretisiert. Das Modell ist in der Simulationsumgebung DYMOLA mit der Simulationssprache MODELICA implementiert.

Beim periodisch-transienten Messverfahren spielen mittlere Wärmeströme keine Rolle. In die Messung gehen nur sich zeitlich ändernde Größen ein. In Bild E.2 sind die aus der Simulation ermittelten, zeitlichen Verläufe der Wärmestromdichten in transversaler und lateraler Richtung auf der gekühlten Seite ($r=r_l$) dargestellt. Das linke Diagramm gilt für den sehr ausgeprägten Tiefpunkt der Stelle A-A (siehe Bild E.3). Die Amplitude der zeitlichen Änderung der Summe der beiden lateralen Wärmestromdichten beträgt hier ca. 21% der Wärmestromdichteamplitude des transversalen Wärmestromes. Dementsprechend groß ist der relative Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten durch Vernachlässigung der Querleitung. Er beträgt 21%. Das rechte Diagramm des Bildes E.2 stellt die Verhältnisse an der Stelle B-B dar. Das Verhältnis der Amplituden der Summe der beiden lateralen Wärmestromdichten zur Amplitude der transversalen Wärmestromdichte ist hier aufgrund der deutlich kleineren Wärmeübergangsgradienten sehr klein. Daher ist der durch die Annahme vernachlässigbarer Querleitung verursachte Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten mit -0,2% sehr klein.

In Bild E.3 sind die Verläufe der Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Umfangslinie dargestellt. Die gestrichelte Linie wurde über eine Strömungssimulation ermittelt. In diesem Abschnitt wird davon ausgegangen, dass dieser Verlauf dem tatsächlich vorliegenden, realen Verlauf entspricht. Die durchgezogene Linie besteht aus simulierten Wärmeübergangskoeffizienten, wie sie beim Vorliegen des tatsächlichen Verlaufs auf Quarzglas ($\lambda=1,395 \text{ W/(mK)}$) unter der Annahme vernachlässigbarer Querleitung ($\lambda \rightarrow 0 \text{ W/(mK)}$) gemessen würden. Es ist zu erkennen, dass die Messdaten den tatsächlichen Verlauf gut wiedergeben. Exponierte Maxima und Minima des Wärmeübergangskoeffizienten werden durch die Annahme der Vernachlässigung der Querleitung als etwas zu gering bzw. zu hoch wiedergegeben, starke Gradienten werden geringfügig abgeschwächt. Die Wärmeleitung besitzt einen mäßig diffusiven Effekt auf den Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten.

Ebenfalls in Bild E.3 ist der Betrag des relativen Fehlers $|\alpha_{real} - \alpha_{mess}| / \alpha_{real}$ der beiden Verläufe aufgetragen. Für größere Umfangspositionen, an denen nur mäßige Gradienten des Wärmeübergangskoeffizienten vorliegen, sind die Fehler durch Vernachlässigung der Querleitung sehr gering. In Tabelle E.1 ist eine Übersicht über die Fehler gegeben. Der Betrag des relativen Fehlers im Wärmeübergangskoeffizienten ist auf über 50% des betrachteten Linien-segments kleiner als 1,1%. Im Schnitt beträgt er 3,5%.

Die geringfügige Abschwächung hoher Gradienten des Wärmeübergangskoeffizienten spielt für die Identifikation geeigneter Konfigurationen für die Fensterkühlung keine Rolle. Die bei einer geeigneten Konfiguration vorliegenden mäßigen Gradienten werden mit hoher

Genauigkeit wiedergegeben. Wäre eine exakte Vermessung von hohen Gradienten erwünscht, so ließe sich dies prinzipiell durch eine nachträgliche Korrektur durch z.B. ein Finite-Differenzen-Verfahren bewerkstelligen. Diese Anforderung ist jedoch hier nicht gegeben.

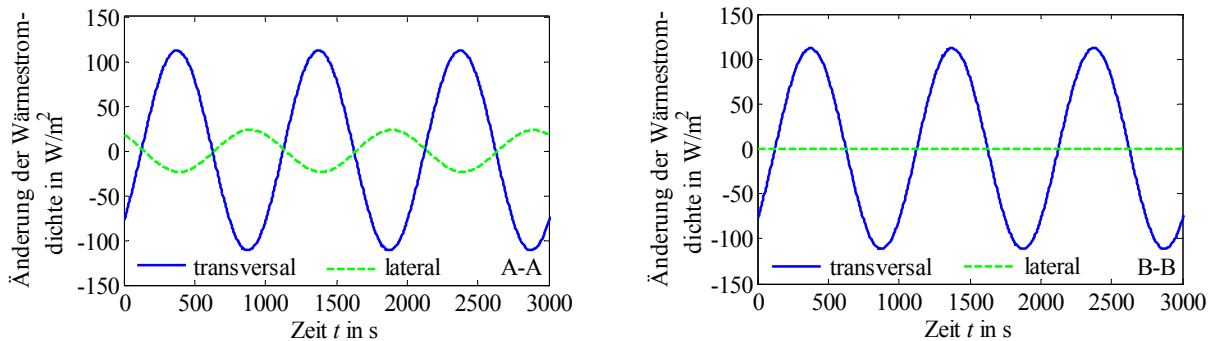


Bild E.2: Zeitliche Änderung der transversalen und lateralen Wärmestromdichten an der gekühlten Seite des Substrates ($r=r_l$). Links: Stelle A-A (Umfangspos. $\phi=80^\circ$, siehe Bild E.3); rechts: Stelle B-B (Umfangspos. $\phi=292^\circ$).

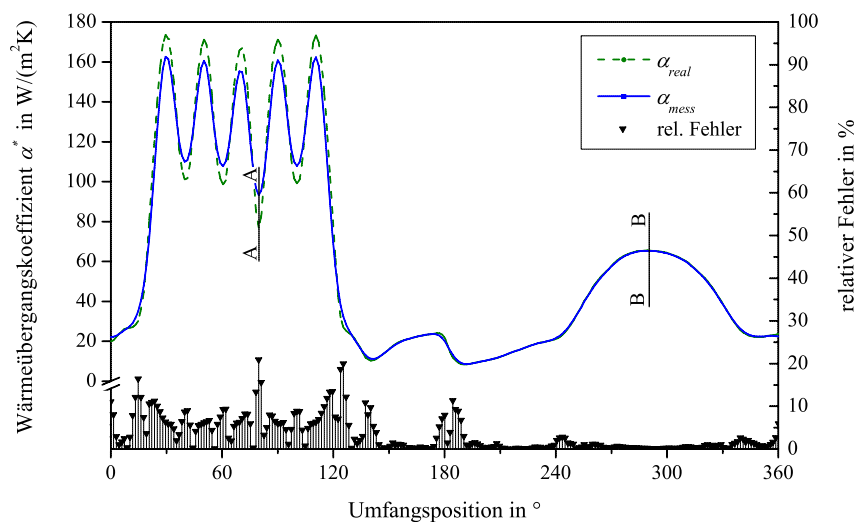


Bild E.3: Tatsächlich vorliegende und gemessene Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Umfangsline aus Bild E.1 links sowie Betrag des relativen Fehlers.

Tabelle E.1: Betrag des relativen Fehlers des Wärmeübergangskoeffizienten α durch Vernachlässigung der Querleitung für das Beispiel von Bild E.3.

	Betrag des relativen Fehlers in α
Minimum	0,0%
auf 25% der Fläche	< 0,2%
auf 50% der Fläche	< 1,1%
auf 75% der Fläche	< 5,8%
auf 90% der Fläche	< 8,9%
Maximum	21,0%
Durchschnitt	3,5%

E.2 Nicht-konstante Stoffdaten über die Wanddicke

Die Lösung des instationären Wärmeleitproblems in Kapitel 6.2.1 wurde unter der Annahme konstanter Stoffdaten für Quarzglas ermittelt. Tatsächlich liegt bei den Experimenten über der Substratdicke ein Temperaturgradient von ca. 1,2 K vor, der zusätzlich durch eine instationäre Schwankung der Wandtemperatur überlagert wird. Die Amplitude der zeitlichen Wandtemperaturänderung beträgt im Mittel ca. 2,8 K für einen Wärmeübergangskoeffizienten von $\alpha^*=10 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ und ca. 1,0 K für $\alpha^*=200 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. In Tabelle E.2 ist die Abweichung der Temperatur von der auf der gekühlten Seite gemessenen, zeitlich gemittelten Temperatur und die daraus resultierenden, maximalen Änderungen der Dichte ρ , der spezifischen Wärmekapazität c_p und der Wärmeleitfähigkeit λ abgedruckt. Sämtliche Änderungen in den Stoffwerten sind kleiner als 1 Prozent und können daher zu Recht in der Ableitung vernachlässigt werden.

Tabelle E.2: Abweichung der Wandtemperatur von der zeitlich gemittelten Temperatur der gekühlten Seite und daraus resultierende, maximale Änderungen der Stoffwerte.

Wand	$\alpha^* = 10 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$				$\alpha^* = 200 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$			
	$\bar{T}_w - \bar{T}_{w,\text{kühl}}$ $\pm \hat{T}_{w,\text{max}}$ in K	max $ \delta\rho/\rho $ in %	max $ \delta c_p/c_p $ in %	max $ \delta\lambda/\lambda $ in %	$\bar{T}_w - \bar{T}_{w,\text{kühl}}$ $\pm \hat{T}_{w,\text{max}}$ in K	max $ \delta\rho/\rho $ in %	max $ \delta c_p/c_p $ in %	max $ \delta\lambda/\lambda $ in %
Beheizte Seite	$1,2 \pm 2,8$	0,0	0,8	0,4	$1,2 \pm 1,2$	0,0	0,5	0,2
Gekühlte Seite	$0,0 \pm 2,7$	0,0	0,6	0,2	$0,0 \pm 0,7$	0,0	0,1	0,1
Mittelwert	$0,6 \pm 2,8$	0,0	0,7	0,3	$0,6 \pm 1,0$	0,0	0,3	0,1

Quarzglas, 5 mm dick, Beheizungsmittelwert $\bar{q}_{\text{heiz}} = 330 \text{ W}/\text{m}^2$, Beheizungsamplitude $\hat{q}_{\text{heiz}} = 146 \text{ W}/\text{m}^2$

E.3 Nicht-konstante Fluidtemperatur

Die Fluidtemperatur T_f ist beim periodisch-transienten Messverfahren eine Funktion des Ortes und der Zeit. Im Folgenden wird der Einfluss dieser nicht-konstanten Fluidtemperatur auf die Messergebnisse näher betrachtet.

Ortsabhängigkeit. Folgende Einflussfaktoren bestimmen die Temperatur an einem Ort:

- Die Düsenaustrittstemperatur liegt aufgrund der Erwärmung durch die Gebläse oberhalb der Umgebungstemperatur. Die Temperaturerhöhung hängt vom Betriebszustand der Gebläse sowie von den Wärmeverlusten über die Zuleitungen ab.
- In Ausbreitungsrichtung der Düsenströmung wird Umgebungsluft eingesaugt. Dadurch kühlt sich die Luft ab. Der Quotient R aus gesamtem Massenstrom (Düse und Entrainment) zu Düsenmassenstrom nimmt für die getesteten Konfigurationen Werte zwischen 4,5 und 13 an.
- Durch die stromaufwärts liegende, konvektiv übertragene Wärme wird der Strömung Energie zugeführt. Die Erwärmung entlang eines Stromfadens hängt von der Beheizungsleistung und vom gesamten Massenstrom ab. Je größer das Verhältnis Massenstrom zu Beheizungsleistung, desto kleiner ist die Erwärmung.

In den meisten Versuchen dominiert die Abkühlung der Strömung durch Zumischung von kühler Umgebungsluft gegenüber der Erwärmung durch die konvektive Wärmeübertragung. Da jedoch das periodisch-transiente Messverfahren nicht auf Absolutwerten, sondern auf zeitlichen Änderungen von Größen beruht, spielt eine Ortsabhängigkeit der Fluidtemperatur keine Rolle. Aus diesem Grund konnte auf eine aufwändige Thermostatisierung der Luft am Gebläseaustritt auf Umgebungsbedingungen, wie es z. B. bei stationären Messverfahren notwendig gewesen wäre, verzichtet werden.

Zeitabhängigkeit. Eine der Annahmen, die in Kapitel 6.2.1 zur Lösung des instationären Wärmeleitproblems getroffen wurde, ist die zeitliche Invarianz der Fluidtemperatur an einem Messpunkt P ($\hat{T}_f(L_p, t) \approx 0$). In den bei der Vermessung der Fensterkühlung vorliegenden Bedingungen wird von dieser Annahme aufgrund der periodischen Beheizung des Luftstromes durch stromaufwärts liegende Punkte jedoch geringfügig abgewichen. Der dadurch verursachte, zusätzliche relative Fehler im Wärmeübergangskoeffizient wird im folgenden Abschnitt abgeschätzt. Der Fehler reduziert den gemessenen gegenüber dem tatsächlich vorliegenden Wärmeübergangskoeffizienten.

Der Sachverhalt wird hier beispielhaft an der Vermessung einer asymmetrischen Konfiguration mit 5 Schlitzdüsen ($d_h=0,016$ m) ohne pulsierende Beauschlagung der Düsen dargestellt (Umlaufdauer $T_{per}=\infty$). Die Reynolds-Zahl beträgt $Re=62500$. Weitere Details zur Strömungskonfiguration sind in Tabelle E.3 abgedruckt.

Tabelle E.3: Strömungskonfiguration des untersuchten Beispiels.

Asymmetrische Kühlkonfiguration	
Düsenverteilung	$n=18$, gleichverteilt über Fensterumfang; simultan beaufschlagt: $n=5$
Düsenorientierung	$\varphi_f=0^\circ$; $\vartheta_f=0^\circ$
Düsentyp	rechteckig 0,033 m x 0,006 m $d_h=0,016$ m
Mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit	$w=64$ m/s ($Re=65800$, $\dot{V}=233$ m ³ /h), $T_{per}=\infty$

In Bild E.4 links ist der zeitliche Verlauf der Abweichung von Wand- und Fluidtemperatur von ihrem jeweiligen Mittelwert dargestellt. Für die Darstellung wurde die Wandtemperatur über die Dicke gemittelt. Der in Bild E.4 links dargestellte zeitliche Verlauf gilt für einen Messpunkt P der Lauflänge $L_p=0,35$ m und besitzt den konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha=100$ W/(m²K). Der durch die zeitliche Schwankung hervorgerufene Fehler beträgt hier 5,5%. Der Punkt P ist in Bild E.5 links auf der Messoberfläche eingezeichnet.

Zur Abschätzung der Fluidtemperatur wurde eine Energiebilanz über Stromfadensegmente aufgestellt, die parallel zur Lauflänge L des Fensters verlaufen. Die Aufenthaltszeit eines Fluidpakets im Bereich des Glases beträgt im Gegensatz zur Periodendauer der Beheizungsmodulation nur wenige Sekunden. Daher kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Temperaturstörungen im Fluid als unendlich hoch angesehen werden. Die Temperaturerhöhung an einem Punkt P zu einem Zeitpunkt ergibt sich dann als die Summe der zeitgleich vorliegenden Temperaturerhöhungen in allen stromaufwärts liegenden Segmenten. Die Erhöhung der Fluidtemperaturänderung $d\hat{T}_f(t)$ in einem Segment der Länge dL ist u. a. proportional zum

Produkt aus dem Wärmeübergangskoeffizienten und der Wandtemperaturänderung der gekühlten Seite $\alpha^* \cdot \hat{T}_w(r=r_1, t)$ und umgekehrt proportional zum Massenstrom durch den Stromfaden. Im Produkt aus Wärmeübergangskoeffizient und Wandtemperaturänderung dominiert der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten, d. h. bei besserem Wärmeübergang wird das Produkt größer, obwohl die zeitliche Wandtemperaturänderung abnimmt. Der Effektivwert der zeitlichen Fluidtemperaturänderung $\hat{T}_{f,eff}$ an einem Punkt ist umso größer, je größer die Lauflänge L des Punktes ist, je besser der Wärmeübergang stromaufwärts liegender Punkte ist und je kleiner der Massenstrom im Stromfaden ist.

Mit der Annahme der zeitlichen Invarianz der Fluidtemperatur wird ein Fehler in die 1. Randbedingung (siehe Gleichung 6.13, Seite 60) eingeführt. Der relative Fehler dieser Randbedingung lautet $\hat{T}_f(t) / (\hat{T}_w(r=r_1, t) - \hat{T}_f(t))$. Die Abweichung zwischen Modell und Realität wird also umso größer, je höher die zeitliche Fluidtemperaturänderung und je niedriger die Temperaturänderung der Wand, d. h. je höher der Wärmeübergang ist. Die quantitative Auswirkung dieses Sachverhaltes auf den Wärmeübergangskoeffizienten α wurde mit Hilfe eines eindimensionalen Finite-Differenzen-Modells mit einer variierenden Fluidtemperatur-Randbedingung berechnet. Der zusätzliche, relative Fehler im konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α ist in Bild E.4 rechts dargestellt. Wie zu erwarten steigt dieser mit größeren Effektivwerten der Fluidtemperaturänderung $\hat{T}_{f,eff}$ und größeren konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α an.

In Bild E.5 links ist für das betrachtete Beispiel die Verteilung des zusätzlichen, relativen Fehlers im konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α durch zeitliche Schwankung der Fluidtemperatur auf der Messoberfläche dargestellt. Im Fußbereich des Fensters geht der Fehler gegen null, da hier noch keine zeitliche Fluidtemperaturänderung auftritt. Die größten Fehler treten im Scheitelpunkt des Fensters auf, da dort bereits eine gewisse Fensterfläche überströmt und daher die größten Amplituden der Änderung in der Fluidtemperatur vorliegen. Zudem ist im Vergleich mit der Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten (Bild 7.13, Seite 109) zu erkennen, dass an Punkten mit hohem Wärmeübergangskoeffizient ein größerer Fehler vorliegt, da dort die Amplitude der Wandtemperaturänderung geringer ist.

Eine Verteilungsfunktion des zusätzlichen, relativen Fehlers im konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α ist in Bild E.5 rechts dargestellt. Auf 50% der vermessenen Fläche wird der Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten um weniger als 4% erhöht. Er wird maximal um ca. 6,5% erhöht. Weitere Kenndaten des untersuchten Beispiels sind in Tabelle E.4 zusammengefasst.

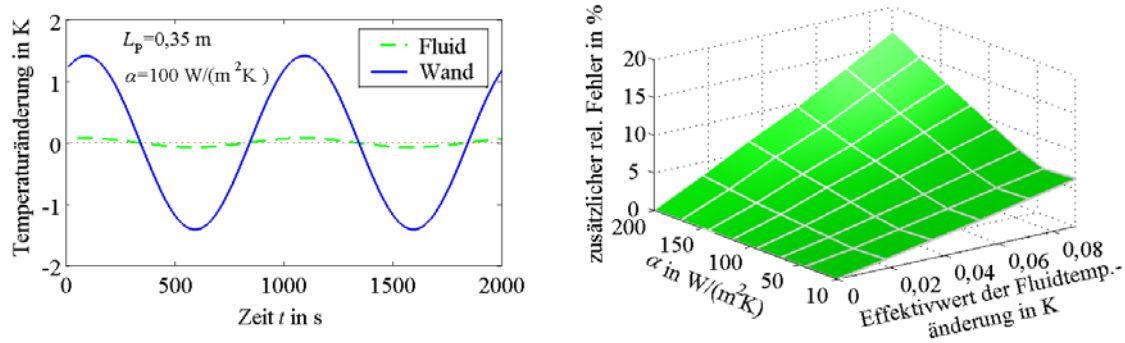


Bild E.4: Für einen Messpunkt P simulierte, zeitliche Abweichung der über die Dicke gemittelten Wandtemperatur $\hat{T}_w(t)$ und der Fluidtemperatur $\hat{T}_f(t)$ vom Mittelwert (links). Durch die zeitliche Schwankung der Fluidtemperatur zusätzlich hervorgerufener Fehler im konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α (rechts).

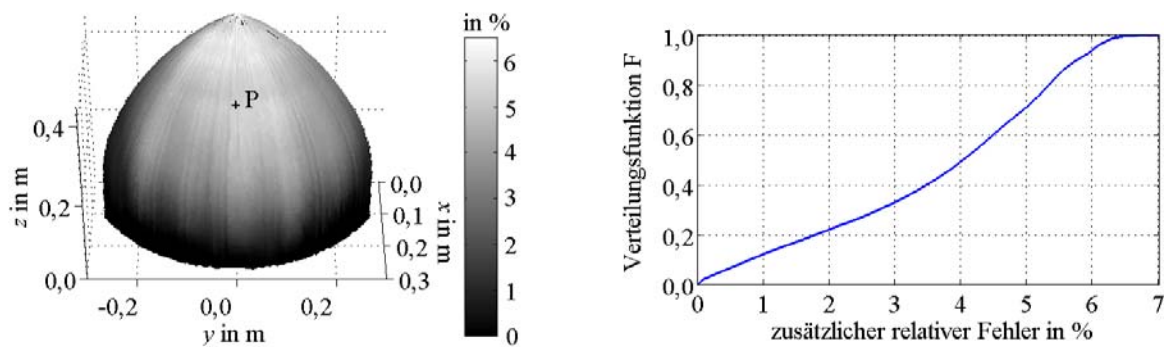


Bild E.5: Verteilung des zusätzlichen, relativen Fehlers im konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α auf der Messoberfläche (links). Verteilungsfunktion F des zusätzlichen, relativen Fehlers in α (rechts).

Tabelle E.4: Kenndaten des untersuchten Beispiels und zusätzlicher Fehler durch nicht-konstante Fluidtemperatur.

Bezeichnung	Intervall	Einheit
Effektivwert der Fluidtemperaturänderung $\hat{T}_{f,eff}$	0,00 – 0,07	K
Effektivwert der Wandtemperaturänderung ¹ $\hat{T}_{w,eff}$	0,5 – 1,7	K
Konvektiver Wärmeübergangskoeffizient α	20 – 170	W/(m ² K)
Zusätzlicher relativer Fehler in α auf 25% der Fläche	0,0 – 2,3	%
Zusätzlicher relativer Fehler in α auf 50% der Fläche	0,0 – 4,0	%
Zusätzlicher relativer Fehler in α auf der gesamten Fläche	0,0 – 6,5	%

¹ über die Wanddicke gemittelt

F Details zur Fehlerbetrachtung für periodisch-transientes Messverfahren

F.1 Übersicht über Eingangsgrößen und ihre Unsicherheiten

Die Messunsicherheit des periodisch-transienten Messverfahrens bei Auswertung über den Phasengang wird von folgenden Komponenten beeinflusst (Gleichung 6.37 und 6.38, Seite 66): Unsicherheiten in den Stoffdaten (λ , ρ , c_p), in der Glasdicke Δr , in der Kreisfrequenz ω und in der Phasenverschiebung φ . Die Unsicherheit wird durch die laterale Wärmeleitung und die nicht-konstante Fluidtemperatur vergrößert. Zusätzlich liegen Unsicherheiten in der Strahlungskorrektur vor.

Tabelle F.1 gibt einen detaillierten Überblick über die absoluten ($u(x_i)$) bzw. relativen ($u(x_i)/x_i$) Standardunsicherheiten der Eingangsgrößen x_i . Die relativen Unsicherheiten sind jeweils bezogen auf den besten Schätzwert der Messgröße x_i . Die Spalte „Restunsicherheit“ gibt die Unsicherheit nach den durchgeführten Optimierungen und Korrekturen wieder (siehe Spalte „Bemerkung“). Als statistische Unsicherheiten werden hier Unsicherheiten bezeichnet, die durch eine Mittelung über mehrere Pixel einer Messung minimiert werden können. Ist dies nicht möglich, so werden die Unsicherheiten als systematisch eingeordnet.

Die systematischen Unsicherheiten in den benutzten Stoffdaten des Quarzglas lassen sich durch eine temperaturabhängige Berechnung mit Hilfe der Thermografie-Bilder reduzieren. Die Unsicherheiten der Herstellerangaben sowie die Annahme konstanter Stoffdaten über die Glasdicke (siehe Anhang E.2) bleiben jedoch bestehen und bestimmen die Restunsicherheit.

Die Dicke des Quarzglassubstrates ist beim periodisch-transienten Messverfahren ein sensibler Parameter. Aufgrund des Herstellungsverfahrens weist das Quarzglas Dickenschwankungen bis zu $\pm 30\%$ auf. Durch eine Vermessung und Zuordnung der Glasdicken auf die einzelnen Pixel des Thermografie-Bildes (siehe Kapitel 6.4.1.2 und Anhang D) konnte die statistische Unsicherheit der Glasdicke von $\pm 12,3\%$ auf $\pm 0,8\%$ reduziert werden. Der unmittelbare Scheitelbereich des Fensters (7,6% der Glasoberfläche) wurde von der Betrachtung ausgenommen, da hier die Glasdickenschwankungen für eine quantitative Messung zu groß sind. Zur Berechnung der Restunsicherheit von $\pm 0,8\%$ wurde angenommen, dass die Kameraposition nur bis auf zwei Pixel genau bestimmt werden kann. Damit werden allmähliche Dickenschwankungen des Quarzglas gut, eine im Bereich weniger Pixel stark variierende Dicke weniger gut korrigiert. Bei der Dickenvermessung trat eine systematische Unsicherheit von $\pm 0,6\%$ auf.

Die Beheizungskreisfrequenz ω kann nur bis auf $\pm 0,1\%$ der Messgröße bestimmt werden.

Die Unsicherheit in der Phasenverschiebung φ zwischen der in das Quarzglas eindringenden Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{ein}}(t)$ und dem Temperatursignal $T(r=r_l, t)$ setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. Es wird jeweils die absolute Unsicherheit angegeben, da sich der Bestwert je nach Wärmeübergangskoeffizient unterscheidet.

Tabelle F.1: Übersicht über Eingangsgrößen und ihre Standardunsicherheiten beim periodisch-transienten Messverfahren.

Eingangsgröße x_i , Typ	¹ Unsi- cherheit	Bemerkung		¹ Restun- sicherheit
Unsicherheiten in den Stoffdaten des Quarzglas				
Dichte ρ	sys.	$\pm 0,1\%$	Geschätzte Unsicherheiten in den Herstellerangaben und Unsicherheit bei Annahme eines konstanten Stoffwertes der Messoberfläche (Temperaturbereich 20-50°C). (Reduzierung durch Temperaturkorrektur mittels Thermografie-Bilder, siehe Anhang E.2 und Text.)	$\pm 0,1\%$
Spez. Wärmekapazität c_p	sys.	$< \pm 3,3\%$		$< \pm 1,1\%$
Wärmeleitfähigkeit λ	sys.	$< \pm 1,6\%$		$< \pm 0,8\%$
Unsicherheiten in der Dicke des Quarzglas				
Glasdicke Δr	stat	$\pm 12,3\%$	Unsicherheit bei Annahme einer konstanten, durchschnittlichen Dicke der Messoberfläche.	$\pm 0,8\%$
Glasdicke Δr	sys.	$\pm 0,6\%$	(Reduzierung durch Glasdickenvermessung und Projektion, siehe Kap. 6.4.1.2, Anhang D und Text.)	$\pm 0,6\%$
Unsicherheit in der Kreisfrequenz der Beheizungsanlage				
Kreisfrequenz ω	sys.	$\pm 0,1\%$	siehe Text	$\pm 0,1\%$
Unsicherheiten in der Phasenverschiebung φ (<0)				
Gemessene Phasenverschiebung φ_{mess}	stat	${}^2\pm 0,42^\circ$	Mittelwert: $\pm 0,42^\circ$ (min. $\pm 0,05^\circ$, max. $\pm 1,08^\circ$) für untersuchtes Beispiel (Tabelle E.3). Größe variiert über Messoberfläche (siehe Text.)	${}^2\pm 0,42^\circ$
Beheizungskorrektur $\varphi_{k,\text{Beh}}$	sys.	$\pm 0,27^\circ$	Unsicherheit in Beheizungskorrektur. (siehe Bild 6.11 in Kapitel 6.4.1.1 und Text.)	$\pm 0,27^\circ$
Unsicherheit in φ durch Lackschichten	sys.	$-0,27^\circ \dots -0,47^\circ$	Unsicherheit bei Vernachlässigung der Lackschichten (Reduz. durch Lackkorrektur $\varphi_{k,L}$, siehe Kapitel 6.4.3 und Text.)	$\pm 0,10^\circ$
Unsicherheit in Zeitmessung	sys.	$< \pm 0,1^\circ$	Unsicherheit in Synchronisation der Uhren von Thermographiesystem und Datenerfassung (IMP)	$< \pm 0,1^\circ$
Unsicherheit im Wärmeübergangskoeffizienten durch laterale Wärmeleitung				
Unsicherh. in α^* durch laterale Wärmeleitung	stat	${}^2\pm 3,5\%$	Mittelwert für untersuchtes Beispiel (Tabelle E.3): $\pm 3,5\%$ (siehe Anhang E.1 und Text.)	${}^2\pm 3,5\%$
Unsicherheit in Randbedingung (nicht-konstante Fluidtemperatur)				
Randbedingung Fluidtemperatur	sys.	${}^{2,3}+3,6\%$	Mittelwert für untersuchtes Beispiel (Tabelle E.3): $+3,6\%$ (siehe Anhang E.3 und Text.)	${}^{2,3}+3,6\%$
Unsicherheit im Wärmeübergangskoeffizienten durch Strahlung α_{str} (Strahlungskorrektur)				
Wärmeübergangskoeffizient α_{str}	sys.	$\pm 1,7\%$	Unsicherheit bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten durch Strahlung (siehe Kapitel 6.4.3 und Text.)	$\pm 1,7\%$

¹ gemeint sind die absoluten ($u(x_i)$) bzw. relativen ($u(x_i)/x_i$) Standardunsicherheiten² Mittelwerte für untersuchtes Beispiel (siehe Anhang E.1 bzw. E.3)³ relative Unsicherheit definiert als $\bar{T}_r(t) / (\bar{T}_w(r = r_i, t) - \bar{T}_r(t))$

sys. = systematische Unsicherheit

stat. = statistische Unsicherheit (Reduzierung bei Mittelung über mehrere Pixel)

Die Berechnung der Phasenverschiebung φ_{mess} ist in Kapitel 6.4.3 dargelegt. Die Unsicherheit in φ_{mess} ist statistischer Natur und variiert über die Messoberfläche. Sie wird umso größer, je stärker die Eingangssignale der Beheizungsleistung $P_{el}(t)$ und der Oberflächentemperatur $T(r=r_I, t)$ verrauscht sind, und je geringer die Anzahl der geloggtten Datenpunkte ist. Für das betrachtete Beispiel beträgt die statistische Unsicherheit in φ_{mess} zwischen $\pm 0,05^\circ$ und $\pm 1,08^\circ$, im Mittel $\pm 0,42^\circ$.

Die Unsicherheit in der Phasenverschiebung φ wird zudem durch die Unsicherheit in der Korrektur des Beheizungssignals $\varphi_{k, Beh}$ erhöht. Die systematische Unsicherheit in $\varphi_{k, Beh}$ beträgt $\pm 0,27^\circ$. Sie enthält sowohl die Unsicherheiten in der Messung der Temperaturamplitude $\hat{T}_{max}(r=r_I)$, als auch die Unsicherheiten bei Erstellung der Kennlinie von Bild 6.11 (Seite 76), wobei die letzteren dominieren.

Die Lackschichten auf den beiden Seiten des Quarzglases vergrößern die Phasenverschiebung φ betragsmäßig. Wird dies in den Auswertungen nicht berücksichtigt, erhöht sich dadurch der Fehler in φ um $-0,27^\circ$ bis $-0,47^\circ$. Dieser Wert wurde über das im Kapitel 6.4.1.1 verwendete Simulationsmodell ermittelt. Werden die Lackschichten bei den Auswertungen berücksichtigt, so reduziert sich die Unsicherheit auf $\pm 0,10^\circ$, die in den Unsicherheiten der Lackdicke, den Stoffdaten des Lackes sowie in weiteren Unsicherheiten bei der Berechnung der Lackkorrektur $\varphi_{k, L}$ begründet ist.

Eine weitere Unsicherheit, die sich auf die Phasenverschiebung φ auswirkt, liegt in der (unzureichenden) Synchronisation der Uhren des Thermografie-Systems und der Datenerfassung ($< \pm 0,1^\circ$).

Die Fehler, die bei großen Gradienten im Wärmeübergangskoeffizienten durch laterale Wärmeleitung verursacht werden, sind in Anhang E.1 näher beschrieben. Für das untersuchte Beispiel liegt die in α^* verursachte Unsicherheit im Durchschnitt bei $\pm 3,5\%$.

Auf den Fehler durch die zeitliche Fluidtemperaturänderung wurde in Anhang E.3 eingegangen. Er reduziert den gemessenen gegenüber dem tatsächlich vorliegenden Wärmeübergangskoeffizienten. Bei dem betrachteten Beispiel beträgt die Reduktion im Mittel ca. 3,6%. Der Fehler wird aufgrund der großen Unsicherheiten bei seiner Berechnung nicht korrigiert und fließt daher voll in die Messunsicherheit bei der Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten ein.

Der linearisierte Wärmeübergangskoeffizient durch Strahlung α_{str} (Berechnung siehe Kapitel 6.4.3) besitzt aufgrund der Unsicherheiten in den Sichtfaktoren, im Emissionsgrad, sowie bei der Bestimmung der Wand- und Umgebungstemperaturen eine Unsicherheit von ca. $\pm 1,7\%$.

F.2 Örtliche Verteilung der relativen Unsicherheit

Für das in Anhang E.3 untersuchte Beispiel (Tabelle E.3, Seite 150) wurde die örtliche Verteilung der relativen Unsicherheit im konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten untersucht. In Bild F.1 links ist die Untergrenze des Unsicherheitsintervalls, im rechten Bild die Obergrenze dargestellt. Die relative Unsicherheit durch laterale Wärmeleitung (Mittelwert 3,5%) ist hier nicht mitberücksichtigt. Im unmittelbaren Scheitelpunkt des Fensters (7,6% der Glasoberfläche) sowie im Fensterfußbereich liegen aufgrund von starken Dickenschwankungen bzw. der optischen Unzugänglichkeit keine verwertbaren Messwerte vor.

Die konzentrischen Ringe um den Scheitelpunkt im oberen Teil des Fensters rühren von den dort vorliegenden Dickenschwankungen und den Unsicherheiten in der exakten Bestimmung der Kameraposition her. Der Einfluss der zeitlichen Fluidtemperaturänderung ist deutlich erkennbar. Längs der Lauflänge des Fensters vom Düsenaustritt zum Scheitelpunkt des Fensters nimmt die relative Unsicherheit zu. Zudem ist an Stellen eines höheren Wärmeüberganges, wie z. B. am Düsenaustritt, die Bandbreite der Unsicherheit vergrößert. Dies ist vor allem auf eine größere statistische Unsicherheit in der Bestimmung der Phasenverschiebung φ_{mess} zurückzuführen: Bei großen Wärmeübergangskoeffizienten liegt eine starke Dämpfung des Amplitudenganges vor. Dadurch verschlechtert sich bei der Wandtemperaturbestimmung mit dem Thermografie-System das Signal-Rauschverhältnis, und die Unsicherheit vergrößert sich.

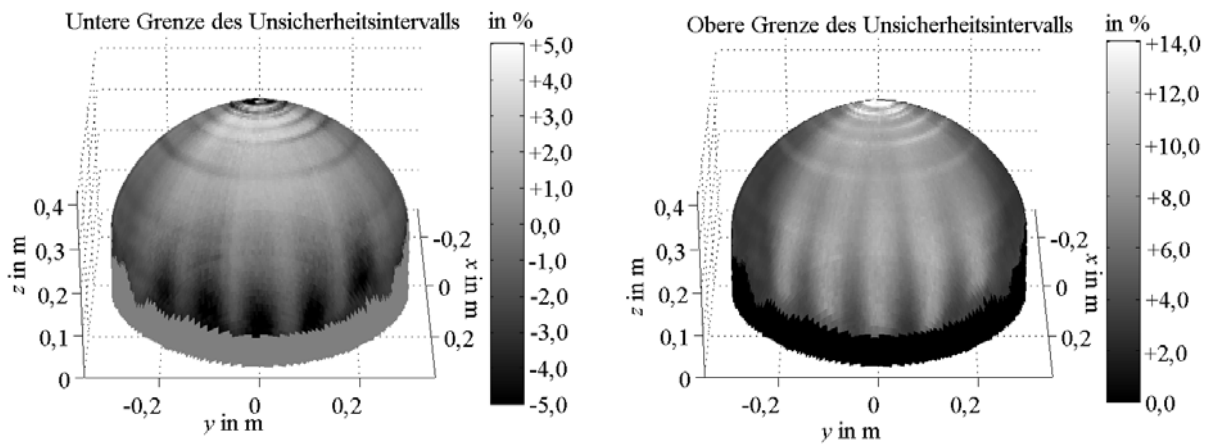


Bild F.1: Verteilung der relativen Unsicherheit (systematisch und statistisch) im örtlichen, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α für das untersuchte Beispiel (Tabelle E.3). Links: Untere Grenze; rechts: obere Grenze des Unsicherheitsintervalls.

Literaturverzeichnis

- [1] BRUNDTLAND, G.H.; HAUFF, V. (ED.): *Unsere gemeinsame Zukunft*. Weltkommission für Umwelt und Entwicklung, Eggenkamp Verlag, Greven, 1987.
- [2] IEA: *World Energy Outlook 2004*. International Energy Agency, Publications Service, OECD, Paris, France, 2004.
- [3] IPCC: *Climate Change 2001: Impacts, Adaptation and Vulnerability*. Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), Third Assessment Report, <http://www.ipcc.ch>, 2001.
- [4] FISCHEDICK, M.; LANGNIß, O.; NITSCH, J.: *Nach dem Ausstieg: Zukunftskurs Erneuerbare Energien*. S. Hirzel Verlag, Stuttgart, Leipzig, 2000.
- [5] NITSCH, J.: *Ein deutsches und ein globales Nachhaltigkeitsszenario*. Eine Zusammenstellung für Greenpeace e.V., DLR, Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart, 2003.
- [6] WINTER, C.J.; SIZMANN, R.L.; VANT-HULL, L.L. (EDS.): *Solar Power Plants*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1991.
- [7] MEINECKE, W.; BOHN, M.; BECKER, M.; GUPTA, B.: *Solar Energy Concentrating Systems. Applications and Technologies*. Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), C.F. Müller Verlag, Heidelberg, 1995.
- [8] STINE, W.B.; DIVER, R.B.: *A Compendium of Solar Dish/Stirling Technology*. Sandia Report SAND93-7026 UC-236, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 1994.
- [9] MANCINI, T.; HELLER, P.; BUTLER, B.; OSBORN, B.; SCHIEL, W.; GOLDBERG, V.; BUCK, R.; DIVER, R.; ANDRAKA, C.; MORENO, J.: *Dish-Stirling Systems: An Overview of Development and Status*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 125, 2003, S. 135-151.
- [10] ZARZA, E.; VALENZUELA, L.; LEON, J.; HENNECKE, K.; ECK, M.; WEYERS, D.-H.; EICKHOFF, M.: *Direct Steam Generation in Parabolic Troughs. Final Results and Conclusions of the DISS Project*. Energy, Vol. 29, 2004, S. 635-644.
- [11] ZARZA, E.; GONZÁLEZ, L.; ROJAS, M.E.; CABALLERO, J.M.; RUEDA, F.: *Conceptual Design of a 5 MW_e Direct Steam Generation System*. Proc. 12th SolarPACES Int. Symposium 'Solar Power and Chemical Energy System', Oct. 6-8, Oaxaca, Mexico, 2004.
- [12] WU, B.; REDDY, R.G.; ROGERS, R.D.: *Novel Ionic Liquid Thermal Storage for Solar Thermal Electric Power Systems*. Proc. of Solar Forum 2001 'Solar Energy: The Power to Choose', April, 21-25, Washington, DC, 2001.
- [13] HANK, P.; LÜPFERT, E.; KEARNY, D.; ZARZA, E.; COHEN, G.; GEE, R.; MAHONEY, R.: *Advances in Parabolic Trough Solar Power Technology*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 124, 2002, S. 109-125.
- [14] KISTNER, R.; GRETHE, K.; GEYER, M.; GLADEN, H.; NEBRERA, J.A.: *The Progress of the AndaSol projects in Spain*. Proc. 12th SolarPACES Int. Symposium 'Solar Power and Chemical Energy System', Oct. 6-8, Oaxaca, Mexico, 2004.
- [15] ROMERO, M.; BUCK, R.; PACHECO, J.E.: *An Update on Solar Central Receiver Systems, Projects, and Technologies*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 124, 2002, S. 98-108.
- [16] RADOSEVICH, L.G.; SKINROOD, A.C.: *The Power Production Operation at Solar One: The 10 MW_e Solar Thermal Central Receiver Pilot Plant*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 111, 1989, S. 144-151.

- [17] EPSTEIN, M.; LIEBERMANN, D.; ROSH, M.; SHOR, A.J.: *Solar Testing of 2 MW_{th} Water/Steam Receiver at the Weizmann Institute Solar Tower*. Solar Energy Materials, Vol. 24, 1991, S. 265-278.
- [18] OSUNA, R.; FERNÁNDEZ, V.; ROMERO, S.; ROMERO, M.; SÁNCHEZ, M.: *PS10: A 11.0-MW Solar Tower Plant with Saturated Steam Receiver*. Proc. 12th SolarPACES Int. Symposium 'Solar Power and Chemical Energy System', Oct. 6-8, Oaxaca, Mexico, 2004.
- [19] BUCK, R.; BARTH, C.; ECK, M.; STEINMANN, W.D.: *Dual-Receiver Concept for Solar Towers*. Proc. 12th SolarPACES Int. Symposium 'Solar Power and Chemical Energy System', Oct. 6-8, Oaxaca, Mexico, 2004.
- [20] PACHECO, J.E.; REILLY, H.E.; KOLB, G.J.; TYNER, C.E.: *Summary of the Solar Tower Two Test and Evaluation Program*. Proc. 10th SolarPACES Int. Symposium 'Solar Thermal 2000', March 8-10, Sydney, Australia, 2000.
- [21] HAEGER, M.; KELLER, L.; MONTERREAL, R.; VALVERDE, A.: *PHOEBUS Technology Program Solar Air Receiver (TSA)*. PSA Technical Report: PSA-TR02/94, July 1994.
- [22] SCHMITZ-GOEB, M.; FINKER, A.: *The PHOEBUS Solar Tower*. In: Becker, M.; Böhmer, M. (eds.): *Solar Thermal Concentrating Technologies*: Proc. 8th Int. Symposium, Oct. 6-11, 1996, Köln, Germany, C.F. Müller Verlag, Heidelberg, 1997.
- [23] HOFFSCHMIDT, B.: *Vergleichende Bewertung verschiedener Konzepte volumetrischer Strahlungsempfänger*. Dissertation, RWTH Aachen, DLR-Forschungsbericht 97-35, 1997.
- [24] HOFFSCHMIDT, B.; PITZ-PAAL, R.; BÖHMER, M.; FEND, T.; RIETBROCK, P.: *200 kW_{th} Open Volumetric Air Receiver (HiTRec) of DLR Reached 1000°C Average Outlet Temperature*. In: Flamant, G.; Ferrière, A.; Pharabod, F.: *Solar Thermal Concentrating Technologies*: Proc. 9th SolarPACES Int. Symposium, June 22-26, 1998, Font-Romeu, France, Journal de Physique IV, Vol. 9, 1999, S. 551-556.
- [25] HOFFSCHMIDT, B.; TÉLLEZ, F.M.; VALVERDE, A.; FERNÁNDEZ, J.; FERNÁNDEZ, V.: *Performance Evaluation of the 200-kW_{th} HiTRec-II Open Volumetric Air Receiver*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 125, 2003, S. 87-94.
- [26] TÉLLEZ, F.; ROMERO, M.; HELLER, P.; VALVERDE, A.; RECHE, J.F.; ULMER, S.; DIBOWSKI, G.: *Thermal Performance of "SolarAir 3000 kW_{th}" Ceramic Volumetric Solar Receiver*. Proc. 12th SolarPACES Int. Symposium 'Solar Power and Chemical Energy System', Oct. 6-8, Oaxaca, Mexico, 2004.
- [27] BUCK, R.: *Hocheffiziente Solarturm-Technologie (HST)*. Schlussbericht, Förderkennzeichen Z II 6 (D)-46040-1/3.3, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart, 2005.
- [28] PITZ-PAAL, R.: *Entwicklung eines selektiven volumetrischen Receivers für Solarturmkraftwerke – Parameter-Untersuchungen und exergetische Bewertung*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, DLR-Forschungsbericht DLR-FB 93-05, 1993.
- [29] HELLER, P.; BIEHLER, T.; BUCK, R.: *Simulation and First Test Results of a 100 kW Volumetric Air Receiver*. Proc. 6th Int. Symposium on Solar Thermal Concentrating Technologies, Vol. 1, Mojacar, Spain, 1992, S. 299-309.
- [30] BUCK, R.: *Volumetrischer Druck-Receiver für solarunterstützte fossile Gasturbinen- und Kombikraftwerke: REFOS*. Schlussbericht, BMBF-Forschungsvorhaben 0329695, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart, 1999.

- [31] BUCK, R.: *Modularer Druck-Receiver für solarunterstützte fossile Gasturbinen- und Kombikraftwerke: REFOS-2*. Schlussbericht, BMWiT-Forschungsvorhaben 0329695A, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, 2003.
- [32] SOLGATE.: *Solar Hybrid Gas Turbine Electric Power System*. Final Technical Report, EC-Project, Contract ENK5-CT-2000-00333, 2004.
- [33] KARNI, J.; KRIBUS, A.; DORON, P.; RUBIN, R.; FITERMAN, A.; SAGIE, D.: *The DIAPR: A High-Pressure, High-Temperature Solar Receiver*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 119, 1997, S. 74-78.
- [34] KRIBUS, A.; DORON, P.; RUBIN, R.; REUVEN, R.; TARAGAN, E.; DUCHAN, S.; KARNI, J.: *Performance of the Directly-Irradiated Annular Pressurized Receiver (DIAPR) Operating at 20 bar and 1200°C*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 123, 2001, S. 10-17.
- [35] DERSCH, J.; GEYER, M.; HERRMANN, U.; JONES, S.A.; KELLY, B.; KISTNER, R.; ORTMANN, W.; PITZ-PAAL, R.; PRICE, H.: *Trough Integration into Power Plants – A Study on the Performance and Economy of Integrated Solar Combined Cycle Systems*. Energy, Vol. 29, 2004, S. 947-959.
- [36] KRIBUS, A.; ZAIBEL, R.; CAREY, D.; SEGAL, A.; KARNI, J.: *A Solar-Driven Combined Cycle Power Plant*. Solar Energy, Vol. 62, No. 2, 1998, S. 121-129.
- [37] SCHWARZBÖZL, P.; PITZ-PAAL, R.; MEINECKE, W.: *Cost Optimized Solar Gas Turbine Cycles using Volumetric Air Receiver Technology*. Proc. 10th SolarPACES Int. Symposium 'Solar Thermal 2000', March 8-10, Sydney, Australia, 2000.
- [38] SCHWARZBÖZL, P.; BUCK, R.; SUGARMEN, C.; RING, A.; MARCOS CRESPO, M.J.; ALTWEGG, P.; ENRILE, J.: *Solar Gas Turbine Systems: Design, Cost and Perspectives*. Proc. 12th SolarPACES Int. Symposium 'Solar Power and Chemical Energy System', Oct. 6-8, Oaxaca, Mexico, 2004.
- [39] TAMME, R.; BUCK, R.; EPSTEIN, M.; FISHER, U.; SUGARMEN, C.: *Solar Upgrading of Fuels for Generation of Electricity*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 123, 2001, S. 160-163.
- [40] MÖLLER, S.; BUCK, R.; TAMME, R.: *Steam Reforming of Methane Rich Gas in a Solar Reformer*. Proc. 1st European Hydrogen Energy Conference, Sept. 2-5, Grenoble, France, 2003.
- [41] WELFORD, W.T.; WINSTON, R.: *The Optics of Nonimaging Concentrators*. Light and Solar Energy. Academic Press, New York, 1978.
- [42] DENK, T.: *Weiterentwicklung des optischen Designs von Sekundärkonzentratoren*. Interner Bericht, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart, 1999.
- [43] GE QUARTZ: Firmenschrift. GE Quartz, Cleveland, OH, USA.
- [44] MICHALSKE, T.A.; BUNKER, B.C.: *Wie Glas bricht*. Spektrum der Wissenschaft, Februar 1988, S. 114-121.
- [45] SCHOLZE, H.: *Glas: Natur, Struktur und Eigenschaften*. 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1977.
- [46] VOGEL, W.: *Glaschemie*. 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1992.
- [47] RENNO, D.; HÜBSCHER, M.: *Glas-Werkstoffkunde*. 2. Auflage, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Stuttgart, 2000.
- [48] HERAEUS QUARZSCHMELZE: *Quarzglas und Quarzglas*. Firmenschrift Q-A 1/112.2. Heraeus Quarzschmelze GmbH, Hanau, Germany, 1985.

- [49] HELLER, P.: *Untersuchungen zu Strahlungsempfängern von Solarturm-Kraftwerken*. Fortschr.-Ber. VDI, Reihe 6, Nr. 488, VDI Verlag, Düsseldorf, 2002.
- [50] BUCK, R.; HELLER, P.; SCHWARZBÖZL, P.; SUGARMEN, C.; RING, A.; TÉLLEZ, F.; ENRILE, J.: *Solar Gas Turbine Plants: Status and Perspective*. Proc. EuroSun 2004, 14. Intern. Sonnenforum, Vol. 1, Freiburg, 2004, S. 822-831.
- [51] BUCK, R.: *Massenstrom-Instabilitäten bei volumetrischen Receiver-Reaktoren*. Fortschr.-Ber. VDI, Reihe 3, Nr. 648, VDI Verlag, Düsseldorf, 2000.
- [52] RÖGER, M.: *Kurzhandbuch zu Berechnungen mit SolReWin*. Interne Dokumentation, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart, 2005.
- [53] BUCK, R.; RÖGER, M.: *Berechnung der effektiven Daten von Quarzglas*. Interne Dokumentation, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart, 2001.
- [54] PHILIPP, H.R.: *Silicon Dioxide (SiO₂) (Glass)*. In: Palik, E.D. (ed.): *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, Inc., 1985, S. 749-763.
- [55] EDWARDS, O.J.: *Optical Transmittance of Fused Silica at Elevated Temperatures*. Journal of the Optical Society of America, Vol. 56, No. 10, 1966, S. 1314-1319.
- [56] MANARA, J. ET AL.: *Determination of the Complex Refractive Index of Glass*. Report ZAE 2-1004-05 (2004), ZAE Bayern, Würzburg, 2005.
- [57] CIEMAT: *Medida de la Transmitancia y Reflectancia Espectral UV/VIS/NIR: Mirror CESA-1*. Persönliche Mitteilung. Ciemat, Madrid, Jan. 1999.
- [58] BIGGS, F.; VITTITOE, C.N.: *The HELIOS Model for the Optical Behavior of Reflecting Solar Concentrators*. Sandia Report, SAND76-0347, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 1979.
- [59] DENK, T.: *Optimierung eines Solarreceiver-Systems für einen Parabolkonzentrator*. Interner Bericht, DLR-IB 92-105, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart, 1992.
- [60] SIEGEL, R.; HOWELL, J.R.; LOHRENGEL, J.: *Wärmeübertragung durch Strahlung*. Teil 2. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1991.
- [61] HOTTEL, H.C.: *Radiant-Heat Transmission*. In: McAdams, W.H. (ed.): *Heat Transmission*. 3rd edn., McGraw-Hill Book Company, New York, 1954, S. 55-125.
- [62] HOTTEL, H.C.; SAROFIM, A.F.: *Radiative Transfer*. McGraw-Hill Book Company, New York, 1967.
- [63] JAKOB, M.: *Heat Transfer*. Vol. 2, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1957.
- [64] FRANK, N.: *Experimenteller Abgleich eines Wärmetransportmodells des druckbeaufschlagten volumetrischen Receivers*. Diplomarbeit, TU-München, DLR-PSA, Institut für Technische Thermodynamik, 2004.
- [65] GARDON, R.: *A Review of Radiant Heat Transfer in Glass*. Journal of the American Ceramic Society, Vol 44, No. 7, 1961, S. 305-312.
- [66] SIEGEL, R.; HOWELL, J.R.; LOHRENGEL, J.: *Wärmeübertragung durch Strahlung*. Teil 1. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1988.
- [67] WIEBELT, J.A.: *Engineering Radiation Heat Transfer*. Holt, Rinehart and Winston, New York, 1966.

- [68] CLAUSING, A.M.: *Convective Losses From Cavity Solar Receivers - Comparisons Between Analytical Predictions and Experimental Results*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 105, 1983, S. 29-33.
- [69] LEIBFRIED, U.; ORTJOHANN, J.: *Convective Heat Loss From Upward and Downward-Facing Cavity Solar Receivers – Measurements and Calculations*. HTC Solar Research GmbH, Lörrach, Germany, Januar 1993.
- [70] STINE, W.B.; McDONALD, C.G.: *Cavity Receiver Convective Heat Loss*. Proc. International Solar Energy Society 'Solar World Congress 1989 Kobe', Japan, 1989.
- [71] TAUMOEFOLOU, T.; PAITONSURIKARN, S.; HUGHES, G.; LOVEGROVE, K.: *Experimental Investigation of Natural Convection Heat Loss From a Model Solar Concentrator Cavity Receiver*. J. Sol. Energy Eng., Vol. 126, 2004, S. 801-807.
- [72] VDI WÄRMETATLAS: 8. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1997.
- [73] BUCK, R.; UHLIG, R.; RÖGER, M.: *Solarstrahlungsempfänger und Verfahren zur Kühlung eines Eintrittsfensters eines Strahlungsempfängers*. Deutsche Patentanmeldung Nr. 10 2004 031 917.0.
- [74] LEHNER, J.: *Entwürfe zur inneren Fensterkühlung von Hochtemperatur-Receivern*. Studienarbeit, Universität Stuttgart - ITW, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, 2002.
- [75] RÖGER, M.; UHLIG, R.: *Kühlungsvorrichtung für strahlungsbeaufschlagte gewölbte Fenster, Strahlungsempfänger und Verfahren zur Kühlung eines gewölbten Fensters*. Deutsches Patent Nr. 10 2004 026 517.
- [76] ABRAMOVICH, G.N.: *The Theory of Turbulent Jets*. MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1963.
- [77] RAJARATNAM, N.: *Turbulent Jets*. Elsevier, Amsterdam, New York, 1976.
- [78] VISKANTA, R.: *Heat Transfer to Impinging Isothermal Gas and Flame Jets*. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 6, 1993, S. 111-134.
- [79] SCHLÜNDER, E.U.; GNIELINSKY, V.: *Wärme- und Stoffübertragung zwischen Gut und aufprallendem Düsenstrahl*. Chemie-Ing.-Techn., Vol. 39, Heft 9/10, 1967, S. 578-584.
- [80] MARTIN, H.: *Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces*. Advances in Heat Transfer, Academic Press, New York, San Francisco, London, Vol. 13, 1977, S. 1-60.
- [81] BEHNIA, M.; PARNEIX, S.; SHABANY, Y.; DURBIN, P.A.: *Numerical Study of Turbulent Heat Transfer in Confined and Unconfined Impinging Jets*, Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 20, 1999, S. 1-9.
- [82] HOFMANN, H.; MARTIN, H.; KIND, M.: *Numerical Simulation of Heat Transfer from an Impinging Jet to a Flat Plate*. Chem. Eng. Technol., Vol. 27, No. 1, 2004, S. 27-30.
- [83] YAN, X.; SANIEI, N.: *Heat Transfer from an Obliquely Impinging Circular Air Jet to a Flat Plate*. Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 18, 1997, S. 591-599.
- [84] YANG, Y.-T.; SHYU, C.-H.: *Numerical Study of Multiple Impinging Slot Jets with an Inclined Confinement Surface*. Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 33, 1998, S. 23-37.
- [85] GAU, C.; CHUNG, C.M.: *Surface Curvature Effect on Slot-Air-Jet Impingement Cooling Flow and Heat Transfer Process*. J. Heat Transfer, Vol. 113, 1991, S. 854-864.
- [86] LEE, D.H.; CHUNG, Y.S.; KIM, D.S.: *Turbulent Flow and Heat Transfer Measurements on a Curved Surface with a Fully Developed Round Impinging Jet*. Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 18, 1997, S. 160-169.

- [87] BURGGRAF, F.: *Local Heat Transfer Coefficient Distribution with Air Impingement into a Cavity*. Gas Turbine and Fluids Engineering Conference & Products Show, San Francisco, CA, March 26-30, 1972, ASME Paper 72-GT-59, 1972.
- [88] HUANG, L.; EL-GENK, M.S.: *Heat Transfer and Flow Visualization Experiments of Swirling, Multi-Channel and Conventional Impinging Jets*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 41, No. 3, 1998, S. 583-600.
- [89] SAILOR, D.J.; ROHLI, D.J.; FU, Q.: *Effect of Variable Duty Cycle Flow Pulsations on Heat Transfer Enhancement for an Impinging Air Jet*. Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 20, 1999, S. 574-580.
- [90] HOFMANN, H.; MARTIN, H.; KIND, M.: *Experimental Setup for Heat Transfer Measurements in Pulsating Impinging Jet Flow*. Proc. of the Int. Symp. on Transient Convective Heat and Mass Transfer in Single and Two-Phase Flow, Aug. 17-22, Cesme, Turkey, 2003.
- [91] HOFMANN, H.: *Wärmeübergang beim pulsierenden Prallstrahl*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2005.
- [92] BUCKINGHAM, E.: *On Physically Similar Systems*. Physical Reviews, Vol. 4, No. 4, 2nd series, 1914, S. 345-376.
- [93] SCHLICHTING, H.; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie*. 9. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.
- [94] MOFFAT, R.J.: *Experimental Heat Transfer*. In: Hestroni, G. (ed.): *Heat Transfer 1990*, Vol. 1, Hemisphere, Washington, DC, 1990, S. 187-205.
- [95] GERSTEN, K.; HERWIG, H.: *Strömungsmechanik*. Vieweg Verlag, Braunschweig, Wiesbaden, 1992.
- [96] ANDERSON, D.A.; TANNEHILL, J.C.; PLETCHER, R.H.: *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*. Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1984.
- [97] FLETCHER, C.A.J.: *Computational Techniques for Fluid Dynamics*. Volume 1, 2nd ed., Springer-Verlag, New York, Berlin, Heidelberg, 1991.
- [98] FLETCHER, C.A.J.: *Computational Techniques for Fluid Dynamics*. Volume 2, 2nd ed., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.
- [99] FERZIGER, J.H.; PERIĆ, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer-Verlag, 2nd ed., Berlin, Heidelberg, New York, 1999.
- [100] OERTEL, H. JR.; LAURIEN, E.: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1995.
- [101] PATANKAR, S.V.: *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1980.
- [102] CEBICI, T.; BRADSHAW, P.: *Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 1984.
- [103] WILCOX, D.C.: *Turbulence Modeling for CFD*. 2nd ed., DCW Industries, Inc., La Cañada, California, 1998.
- [104] POPE, S.B.: *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 2001.
- [105] BRADSHAW, P.: *Understanding and Prediction of Turbulent Flow-1996*. Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 18, No 1, 1997, S. 45-54.

- [106] FLUENT 6.1: *User's Guide*. Fluent, Inc., Lebanon, NH, 2003.
- [107] GAMBIT 2: *User's Guide*. Fluent, Inc., Lebanon, NH, 2001.
- [108] SHIH, T.-H.; LIOU, W.; SHABBAR, A.; YANG, Z.; ZHU, J.: *A New k - ϵ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation*. Comput. Fluids, Vol. 24, Nr. 3, 1995, S. 227-238.
- [109] MENTER, F. R.: *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*. AIAA Journal, Vol. 32, Nr. 8, 1994, S. 1598-1605.
- [110] WOLFSHTEIN, M.: *The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 12, 1969, S. 301-318.
- [111] RIST, D.: *Dynamik realer Gase*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1995.
- [112] ROACHE, P.J.: *Verification and Validation in Computational Science and Engineering*. Hermosa Publishers, Albuquerque, New Mexico, USA, 1998.
- [113] RICHARDSON, L.F.: *The Approximate Arithmetical Solution by Finite Differences of Physical Problems Involving Differential Equations, with an Application to the Stresses in a Masonry Dam*. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, Vol. 210, 1911, S 307-357.
- [114] RICHARDSON, L.F.; GAUNT, J.A.: *The Deferred Approach to the Limit. Part I. Single Lattice. Part II. Interpenetrating Lattices*. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, Vol. 226, 1927, S 299-361.
- [115] ROACHE, P.J.: *A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies*. Quantification of Uncertainty in Computational Fluid Dynamics, ASME, FED-Vol. 158, 1993, S. 109-120.
- [116] CHILDS, P.R.N.; GREENWOOD, J.R.; LONG, C.A.: *Heat Flux Measurement Techniques*. Proc. of the Institute of Mechanical Engineers. Part C, Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 213, No. 7, 1999, S. 655-677.
- [117] DILLER, T.E.: *Advances in Heat Flux Measurements*. In: *Advances in Heat Transfer*. Academic Press, New York, San Francisco, London, Vol. 23, 1993, S. 279-368.
- [118] MOFFAT, R.J.: *Experimental Methods in Heat Transfer*. In: Shah, R.K.; Ganić, E.N.; Yang, K.T.: *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics 1988*. Elsevier, New York, Amsterdam, London, 1988, S. 13-31.
- [119] SCOTT, C.J.: *Transient Experimental Techniques for Surface Heat Flux Rates*. In: Eckert, E.R.G.; Goldstein, R.J.: *Measurements in Heat Transfer*. 2. Auflage, Hemisphere Publ. Corp., Washington; Springer, Berlin, Heidelberg, 1976, S. 375-396.
- [120] SARGENT, S.R.; HEDLUND, C.R.; LIGRANI, P.M.: *An Infrared Thermography Imaging System for Convective Heat Transfer Measurements in Complex Flows*. Meas. Sci. Technol., Vol. 9, 1998, S. 1974-1981.
- [121] DANKHA, D.: *Messung des konvektiven Wärmeüberganges der Freistrah-Kühlung eines Quarzglasfensters*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, ITSM, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, 2002.
- [122] ÅNGSTRÖM, A.J.: *Neue Methode, das Wärmeleitungsvermögen der Körper zu bestimmen*. Annalen der Physik und Chemie, Band 114, Nr. 12, 1861, S. 513-530.

- [123] BAUGHN, J.W.; ANDERSON, M.R.; MAYHEW, J.E.; BUTLER, R.J.: *A Periodic Transient Method Using Liquid Crystals for the Measurement of Local Heat Transfer Coefficients*. Proc. of the ASME Heat Transfer Division, HTD-Vol. 353, Vol. 3, 1997, S. 73-80.
- [124] KOSKY, P.G.; MAYLOTTE, D.H.; GALLO, J.P.: *Ångström Methods Applied to Simultaneous Measurements of Thermal Diffusivity and Heat Transfer Coefficients: Part 1, Theory*. Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 26, No. 8, 1999, S. 1051-1059.
- [125] KOSKY, P.G.; MAYLOTTE, D.H.; GALLO, J.P.: *Ångström Methods Applied to Simultaneous Measurements of Thermal Diffusivity and Heat Transfer Coefficients: Part 2, Experimental*. Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 26, No. 8, 1999, S. 1061-1068.
- [126] ROETZEL, W.; PRINZEN, S.; WANDEL, M.: *Temperature Oscillation Technique for Determination of Local Convective Heat Transfer Coefficients without Fluid Temperature Measurement*. Chem. Eng. Technol. Vol. 16, 1993, S. 89-93.
- [127] PRINZEN, S.: *Experimentelle Bestimmung örtlicher Wärmeübergangskoeffizienten mittels Temperaturschwingungen der Wand*. Fortschr.-Ber. VDI, Reihe 19, Nr. 51, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1991.
- [128] KOTTKE, V.; SCHMIDT, K.-G.: *Measuring Techniques for Determination of Local Mass and Heat Transfer in Industrial Scale*. In: Soloukhin, R.I.; Afgan, N.H.: *Measurement Techniques in Heat and Mass Transfer*. Hemisphere Publishing Corporation, Washington, New York, London; Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 1985, S. 325-335.
- [129] FIEBIG, M.; SCHULZ, K.: *Ammonia Absorption Method and Liquid Crystal Thermography for Accurate Local Mass and Heat Transfer Measurements*. In: Lehner, M.; Mewes, D. (eds.): *Applied Optical Measurements*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1999, S. 19-33.
- [130] SCHULZ, K.: *Entwicklung und Erprobung optischer Verfahren zur Messung des lokalen konvektiven Wärmeübergangs mittels digitaler Bilderfassung*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Cuvillier Verlag, Göttingen, 1997.
- [131] GOLDSTEIN, R.J.; CHO, H.H.: *A Review of Mass Transfer Measurements Using Naphthalene Sublimation*. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 10, 1995, S. 416-434.
- [132] CARLOMAGNO, G.M.; DE LUCCA, L.: *Infrared Thermography in Heat Transfer*. In: Yang, W.J.: *Handbook of Flow Visualization*, Hemisphere, New York, 1989, S. 531- 553.
- [133] STAHL, K.; MIOGA, G.: *Infrarottechnik*. 2. Auflage, Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 1986.
- [134] WALTHER, L.; GERBER, D.: *Infrarotmesstechnik*. 1. Auflage, VEB Verlag Technik, Berlin, 1981.
- [135] WOLFE, W.L.; ZISSIS, G.J. (EDS.): *The Infrared Handbook*, Office of Naval Research, Department of the Navy, Washington, DC, 1978.
- [136] MESTER, U.: *Temperaturstrahlung und Strahlungsthermometer*. In: Weichert, L.: *Temperaturmessung in der Technik*. 3. Auflage, expert verlag, Grafenau/Württ.; VDE-Verlag, Berlin, 1981, S. 144-180.
- [137] GLOCKMANN, W.: *Bildliche Darstellung von Temperaturverteilungen*. In: Weichert, L.: *Temperaturmessung in der Technik*. 3. Auflage, expert verlag, Grafenau/Württ.; VDE-Verlag, Berlin, 1981, S. 181-195.

- [138] CAMPBELL, R.P.; MOLEZZI, M.J.: *Applications of Advanced Liquid Crystal Video Thermography to Turbine Cooling Passage Heat Transfer Measurement*. Technical Information Series, No. 96CRD036, GE Research & Development Center, 1996.
- [139] RÖGER, M.: *Verfahren und Vorrichtung zur orts aufgelösten Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten an einem Messgegenstand*. Deutsche Patentanmeldung Nr. 10 2004 026 520.8.
- [140] OMEGA: *User's Guide Thin Film Heat Flux Sensor HFS-1, HFS-2, HFS-3, HFS-4*. Omega Engineering, Inc., Stamford, USA, 2001.
- [141] 3M: *3M 467MP, 467MPF, 468MP Klebstoff-Filme ohne Träger*. Produkt-Information 08/98. 3M Deutschland GmbH, Neuss, 1998.
- [142] EMMERICH, C.: *Aufbau und Inbetriebnahme eines Teststandes zur Ermittlung des konvektiven Wärmeübergangs einer Freistrah-Kühlung*. Studienarbeit, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, FH Heilbronn, 2003.
- [143] RKR VERDICHTERTECHNIK: *Drehkolbengebläse Planungsunterlagen*. 12-560, Leistungsdatenblätter, RKR Verdichtertechnik GmbH, Rinteln.
- [144] RKR VERDICHTERTECHNIK: Mündliche Mitteilung. RKR Verdichtertechnik GmbH, Rinteln, 2002.
- [145] GORATEC: *Bedienungsanleitung Wärmebildkamera TVS-2000 Serie*. GORATEC Technology GmbH & Co KG, Erding.
- [146] RAMPL, G.: *Kalibrierschein TVS-2100*; mündliche Mitteilung 28.04.2004. GORATEC Technology GmbH & Co KG, Erding.
- [147] RÖGER, M.; BORDE, T.: *Vorversuch für den Wärmeübertragungsteststand*. Interne Dokumentation, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart, 2002.
- [148] SOLARTRON: *3595 Series Isolated Measurement Pods and Cards: Installation Guide*. Solartron Group Ltd, Victoria Road, Farnborough, Hampshire GU14 7PW, UK, Issue RJ, October 1997.
- [149] DIN EN 60584-2: *Thermopaare, Teil 2: Grenzabweichungen der Thermospannungen*, DIN Deutsches Institut für Normung e.V., Beuth Verlag, Berlin, Oktober 1994.
- [150] EMMERICH, C.: *Experimentelle Ermittlung des konvektiven Wärmeüberganges einer Freistrah-Kühlung*. Diplomarbeit, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, FH Heilbronn, 2003.
- [151] OMEGA/NEWPORT: Schriftliche Mitteilung 17.03.2003. Omega/Newport, Newport Electronics GmbH, Daimlerstr. 26, 75392 Deckenpfronn.
- [152] LUHMANN, T.: *Nahbereichsphotogrammetrie*. Herbert Wichmann Verlag, Hüthig GmbH, Heidelberg, 2000.
- [153] ALBERTZ, J.; KREILING, W.: *Photogrammetrisches Taschenbuch*. 3. Auflage, Herbert Wichmann Verlag, Karlsruhe, 1980.
- [154] DIN V/ENV 13005: *Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen (Guide to the expression of uncertainty in measurement)*. Vornorm DIN V/ ENV 13005, Beuth Verlag, Berlin, 1999.

- [155] HERWIG, H.: *Asymptotische Theorie zur Erfassung des Einflusses variabler Stoffwerte auf Impuls- und Wärmeübertragung*. Fortschr.-Ber. VDI, Reihe 7, Nr. 93, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1985.
- [156] MERKER, G.P.: *Konvektive Wärmeübertragung*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1987.
- [157] CRAFT, T.J.; GRAHAM, L.J.W.; LAUNDER, B.E.: *Impingement Jet Studies for Turbulence Model Assessment-II. An Examination of the Performance of four Turbulence Models*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 10, 1993, S. 2685-2697.
- [158] HAUSEN, H.: *Neue Gleichungen für die Wärmeübertragung bei freier oder erzwungener Strömung*. Allg. Wärmetechnik, Band 9, Nr. 4/5, 1959, S. 75-79.
- [159] UHLIG, R.: *Analyse eines Quarzglasfensters unter Druck- und Temperaturbelastung mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente*. Diplomarbeit, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, 1998.
- [160] GRASSE, W.: *Plataforma Solar de Almería (PSA). Der Aufbau eines europäischen Solartestzentrums 1979-1991*. In: Becker, M.; Böhmer, M.; Funken, K.-H. (eds.): *Solares Testzentrum Almería*. 1. Aufl., Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), C.F. Müller Verlag, Karlsruhe, 1993.
- [161] ULMER, S.: *Messung der Strahlungsflussdichte-Verteilung von punktkonzentrierenden solarthermischen Kraftwerken*. Fortschr.-Ber. VDI, Reihe 6, Nr. 510, VDI Verlag, Düsseldorf, 2004.
- [162] PFÄNDER, M.: *Pyrometrische Temperaturmessung an solaren Receivern*. Dissertation, TU Bergakademie Freiberg, DLR, Institut für Technische Thermodynamik, 2005 (in Vorbereitung).
- [163] BUCK, R.; LÜPFERT, E.; TÉLLEZ, F.: *Receiver for Solar Hybrid Gas Turbine and CC Systems (REFOS)*. Proc. 10th SolarPACES Int. Symposium 'Solar Thermal 2000', March 8-10, Sydney, Australia, 2000.
- [164] GRÜN, O.: *Kesselverluste*. Schriftliche Mitteilung 20.01.2005. DLR, Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart.
- [165] CHYU, M.K.; DING, H.; DOWNS, J.P.; SOECHTING, F.O.: *Determination of Local Heat Transfer Coefficient Based on Bulk Mean Temperature Using a Transient Liquid Crystals Technique*. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 18, 1998, S. 142-149.
- [166] DOETSCH, G.: *Einführung in Theorie und Anwendung der Laplace-Transformation*. 2. Auflage, Birkhäuser Verlag, Basel, Stuttgart, 1970.
- [167] BAEHR, H.D.; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1996.
- [168] TAUTZ, H.: *Wärmeleitung und Temperatúrausgleich*. Verlag Chemie, Weinheim/Bergstr., 1971.
- [169] HOWELL, J.R.: *A Catalog of Radiation Configuration Factors*. McGraw-Hill, New York, 1982.